Dissertation

# Entwicklung eines neuartigen Speichers für kalte Neutronen

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der technischen Wissenschaften
unter der Leitung von

o.Univ.Prof.Dipl.Ing.Dr. H.Rauch
E 141
Atominstitut der Österreichischen Universitäten

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Technisch- Naturwissenschaftliche Fakultät

von

Dipl.Ing. Martin R. Jäkel
Matr.Nr. 8855055
Börnergasse 15/7/3, 1190 Wien

Wien, am 24.10.2003

# Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung, die Konstruktion und den Bau eines neuartigen Neutronenspeichers für kalte und thermische Neutronen, basierend auf der Reflexion von monoenergetischen Neutronen an Perfektkristallen. Eine Kombination von zwei in Rückstreugeometrie angeordneten Kristallplatten begrenzt hierbei das Speichervolumen in axialer Richtung. Zwischen diesen Platten befindet sich ein Neutronenleiter, welcher die lateralen Verluste verringert. Die Änderung der Energie von Neutronen durch ein System aus konstanten und hochfrequenten Magnetfeldern wird zum aktiven Befüllen und Entleeren des Speichers verwendet.

Obwohl primär als neutronen-optisches Instrument entworfen, welches die hohe Neutronenflussdichte an gepulsten Quellen optimal ausnützt, kann dieser Speicher auch zur Untersuchung fundamentaler Größen des Neutrons und zur Überprüfung quantenmechanischer Effekte verwendet werden. Aufgrund der hohen Anzahl von aufeinander folgenden Reflexionen (mehrere tausend) der Neutronen und den resultierenden langen Flugstrecken (mehrere Kilometer) eignet sich dieses Instrument besonders für die Untersuchung von Neutronenleitern und Neutronenspiegeln.

Diese Arbeit stellt eine Fortsetzung der bisherigen Arbeiten mit dem als *Viennese Neutron Storage Apparatus* (*VESTA*) bekannten Neutronenspeicher dar. Ziel der Arbeit war die Demonstration, dass sich Radio-Frequenz Flipper für das Befüllen und Entleeren eines Perfektkristall-Speichers eignen und sich damit Begrenzungen früherer Systeme überwinden lassen, sowie die experimentelle Realisierung eines derartigen Neutronenspeichers. Ein Prototyp einer solchen Anlage wurde entworfen und an der gepulsten Neutronenquelle ISIS, nahe Oxford, erfolgreich installiert. Neben einer wesentlich verbesserten Strahlausnutzung wurde die Möglichkeit der gleichzeitigen Speicherung mehrerer Neutronenpulse mit gleichen Intensitäten ermöglicht. Durch die hohe Flexibilität des Befüllmechanismus ergeben sich zahlreiche neue Möglichkleiten der Strahlmanipulation.

Nach einem allgemeinen Einführungskapitel über Neutronen und Neutronenoptik werden die physikalischen Grundlagen der Neutronenspeicherung beleuchtet. Die auf diesen Grundlagen basierende erste Realisierung sowie die gastgebende Forschungseinrichtung wird in Kapitel 3 über die Entwicklungen des Projekts behandelt. Dieses Kapitel beinhaltet die Charakterisierung der ursprünglichen Anlage sowie die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Verbesserungen, zeigt Limitierungen und Entwicklungmöglichkeiten auf und endet mit der Motivation für die Neukonstruktion der Anlage. Kapitel 4 widmet sich Realisierung und Installation dieser Neukonstruktion. Neben einer Beschreibung der verwendeten Komponenten wird das Konzept des Neubaus vorgestellt, Anleitungen zum Betrieb der Anlage aufgezeigt und geplante Erweiterungen diskutiert. Die mit dieser neuen Anlage erzielten experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel 5 präsentiert. Nach einer Bestimmung der Resonanzbedingung des HF-Flippers wurden Speicherversuche mit polarisierten und unpolarisierten Neutronen durchgeführt und mit früheren Messungen verglichen. Abschließend findet sich ein Kapitel mit einer Zusammenfassung des aktuellen Status sowie Ausblicke und Entwicklungsmöglichkeiten für dieses Instrument.

# Abstract

This work describes the development, design and construction of a novel storage apparatus for cold and thermal neutrons, based on the reflection of mono-energetic neutrons at perfect crystals. A combination of two perfect crystal plates, precisely aligned in backscattering geometry, defines the storage volume in axial direction. In between these crystals, a neutron guide is inserted to minimize lateral losses. An active system of constant and high-frequency magnetic fields is used to change the neutron energy and thus permit neutrons to enter and leave the storage apparatus.

Although primarily designed as a neutron-optical device, which fully exploits the peak flux of a pulsed neutron source, it may also be used for measuring fundamental properties of the neutron and quantum physics effects. Due to the high number of reflections of neutrons inside the device (several thousand) and the resulting long flight path (several miles), it is, in principle, a powerful tool for testing neutron guide tubes and mirror materials.

This work continues the ongoing development of the neutron storage device, known as *Viennese Neutron Storage Apparatus* (*VESTA*). The aim was to demonstrate, that a fast-switching radio-frequency spin-flipper can be used to gate the entrance and exit of neutrons from the storage cavity such that limitations of previous systems could be overthrown. A prototype of such a device has been constructed and successfully installed at the pulsed neutron source ISIS, near Oxford. We were able to demonstrate that this new system is capable of using the neutrons provided by ISIS much more efficient than before. With its high level of flexibility, the new gating mechanism is capable of feeding multiple pulses (with the same intensity) into the system. The accumulated intensity can be manipulated and released, independent of the source pulse structure. This opens up new horizons for advanced beam tailoring and flexible use of the neutron intensity produced at pulsed sources.

After a general introduction to neutron optics follows a chapter about the physical foundations of the neutron storage process. The original realization of such a device (*VESTA*-I), together with a description of the hosting research institution, are treated in chapter 3. Chapter 3 also describes the characterization of this device, shows its limitation and possible new developments and ends with the motivation for a complete reconstruction. Chapter 4 treats the realization and installation of this new device (*VESTA*-II). Additionally, it contains a description of the components used and the conceptual design as well as guidelines for users and a discussion of planned extensions. Chapter 5 presents the experimental results obtained with the new device. This includes the determination of the spin-flipper resonance condition, storage tests with polarized and unpolarized neutrons as well as the comparison of these results with previous measurements. At the end of this work is a chapter with the summary of the current status of the neutron storage device together with a section describing future prospects and possible instrument extensions.

# Danksagung

An dieser Stelle gilt mein aufrichtiger Dank meinem Doktorvater *Prof. Helmut Rauch* für die Themenstellung und die Betreuung meiner Dissertation, den nötigen wissenschaftlichen Freiraum, sowie die Möglichkeit, wertvolle Erfahrungen an Großforschungsanlagen zu sammeln.

*Erwin Jericha* gebührt Dank für die Adaption der von ihm gebauten Signalsteuerungselektronik für das neue System und der Unterstützung bei den Messungen in England. Durch sein ständiges Interesse an diesem Projekt, sein immer offenes Ohr für meine Ideen und durch unzählige Diskussionen hat er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Mein Dank gilt auch meinen Kollegen *Dagmar Elisabeth Schwab* und *Rudolf Loidl* für ihre wichtigen Beiträge zu diesem Projekt im Rahmen ihrer Diplomarbeiten, *Guillaume Evrard* für seine Arbeiten an der Computersimulation sowie *P. Katrik* für seine Unterstützung bei dem Hochfrequenzteil der Anlage.

Bei meinen weiteren Kollegen am Atominstitut (*Mario Villa, Yuji Hasegawa, Hartmut Lemmel, Menekse Bastürk, Matthias Baron* ...) bedanke ich mich für die Schaffung eines sehr guten Arbeitsklimas und den zahlreichen Diskussionen, die zur Erweiterung meines physikalischen Weltbildes beitrugen.

Am *Rutherford Appleton Laboratory* gilt mein Dank *John Tomkinson* für seine Betreuung und administrative Unterstützung im Rahmen meiner Anstellung. Stellvertretend für die jeweiligen Arbeitsgruppen möchte ich mich bei *Kevin Knowles* (Computersupport), *Julian Norris* (Datenerfassung), *Nigel Rodes* (Detektoren), sowie *Zoe Bowden* (User Support) bedanken. *Mark Telling* danke ich für den Beweis, dass eine Koexistenz von *VESTA* und IRIS partnerschaftlich möglich ist. Ein besonderer Dank geht an *Colin Carlile* der als ehemaliger Instrument Scientist von IRIS die Installation des Neutronenspeichers erst ermöglichte und dieses Projekt in seinen Jahren als ISIS Devision Head immer unterstützte.

*Walfried Raab* und *Peter Grafenberger* danke ich für ihre jahrzehntelange Freundschaft, ohne die in meinem Leben vieles gefehlt hätte. Dieser Dank geht auch an Susanne, Clemens, Peter, Karin, Pamela, Anna und Holger. Meinen Eltern gilt mein aufrichtiger Dank für all die Jahre der Unterstützung.

Eine besondere Freude ist es mir, diese Arbeit ***Heidi Sandaker*** zu widmen.

Ohne ihre Unterstützung, ihren kritischen Blick und ihren unerschütterlichen Glauben an die erfolgreiche Fertigstellung meiner Dissertation würde diese Arbeit nicht in der hier präsentierten Form vorliegen.

Diese Arbeit wurde unterstützt vom europäischem TMR Netzwerk “Perfect Crystal Neutron Optics” (PECNO, ERB FMRXCT 96-0057), sowie vom *Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung* im Rahmen des Projekts “Perfektkristall-Neutronenspeicher” (13332-PHY) und des Spezialforschungsbereichs SFB 15 “Quantum Optics” (1514).

# Inhaltsverzeichnis


**1 Einleitung** **11**
- 1.1 Erzeugung und Detektion von Neutronen . . . 13
- 1.2 Energie von Neutronen . . . 18
  - 1.2.1 Selektion von Neutronen . . . 19
- 1.3 Neutronenoptik . . . 20
  - 1.3.1 Neutronenleiter . . . 21
  - 1.3.2 Monochromatoren . . . 22
  - 1.3.3 Polarisierte Neutronen . . . 24
  - 1.3.4 Spinänderung polarisierter Neutronen . . . 24
- 1.4 Speicherung von freien Neutronen . . . 27
  - 1.4.1 Speicherung mit Perfektkristallen . . . 27
  - 1.4.2 Artverwandte Experimente . . . 28

**2 Physikalische Grundlagen** **33**
- 2.1 Der Perfektkristallspeicher . . . 33
  - 2.1.1 Reflexion an einem Perfektkristall . . . 34
  - 2.1.2 Reflexion an einem Neutronenleiter . . . 37
  - 2.1.3 Das zusammengesetzte System . . . 38
- 2.2 Neutronen in Magnetfeldern . . . 41
  - 2.2.1 Rein räumlich oder rein zeitlich veränderliche Magnetfelder . . . 42
  - 2.2.2 Einfluss von statischen Magnetfeldern auf die Reflektivität . . . 44
  - 2.2.3 Der Radio-Frequenz Spinflipper . . . 46
  - 2.2.4 Experimentelle Bestätigungen . . . 47
- 2.3 Konzept eines magnetisch geschaltenen Speichers . . . 51
  - 2.3.1 Begriffserklärung . . . 54
- 2.4 Diskussion des Spinflippers: . . . 54
- 2.5 Speicherung von Mehrfachpulsen . . . 57

**3 VESTA** **67**
- 3.1 Die gastgebende Forschungseinrichtung . . . 68
  - 3.1.1 Die Neutronenquelle ISIS . . . 68
  - 3.1.2 IRIS . . . 72
- 3.2 Der Prototyp . . . 74
- 3.3 Ein Speicher Namens VESTA . . . 77
  - 3.3.1 Einfluss der Justierung der Anlage . . . 85
  - 3.3.2 Einbau eines Hochgeschwindigkeits-Shutters . . . 88
  - 3.3.3 Gleichzeitige Speicherung mehrerer Neutronenpulse . . . 89
  - 3.3.4 Einfluss von Vibrationen auf die Neutronenspeicherung . . . 92
  - 3.3.5 Limitierungen der Anlage - Richtlinien für eine Neukonstruktion . . . 94

**4 VESTA II** **99**
4.1 Die Neutronenoptischen Komponenten . . . 100
4.1.1 Der Perfektkristall . . . 100
4.1.2 Der Neutronenleiter . . . 104
4.2 Das Statische Magnetfeld $B_0$ . . . 104
4.2.1 Kenndaten des Magnetfeldes $B_0$ . . . 106
4.2.2 Steuerung des Magnetfeldes . . . 109
4.3 Das Hochfrequenzfeld . . . 110
4.3.1 Frequenzerzeugung . . . 111
4.3.2 Signalübertragung . . . 112
4.3.3 Der Radio-Frequenz Schwingkreis . . . 114
4.3.4 Ansteuerung des Schwingkreises . . . 118
4.3.5 Pulsbetrieb des Resonanzkreises . . . 122
4.3.6 Installation der RF-Anlage an ISIS . . . 125
4.4 Das Vakuumgefäß . . . 126
4.4.1 Anforderungen . . . 126
4.4.2 Realisierung . . . 127
4.4.3 Vakuum Pumpsystem . . . 130
4.5 Innerer Aufbau . . . 132
4.5.1 Die Auflageplatten . . . 132
4.5.2 Das Kristallbett . . . 133
4.5.3 Die Neutronenleiterjustierung . . . 135
4.6 Äußere Justierung und Halterungen . . . 139
4.6.1 Das Grundgerüst . . . 140
4.6.2 Untere Plattform und Vakuumgefäß-Halterung . . . 140
4.6.3 Obere Plattformen . . . 141
4.7 Detektoren und Datenerfassung . . . 142
4.7.1 Datenerfassung und Steuerelektronik . . . 143

**5 Experimentelle Ergebnisse** **145**
5.1 Messungen am Atominstitut Wien . . . 146
5.1.1 Der Forschungsreaktor Wien . . . 146
5.1.2 Die 3D Depolarisationsanlage . . . 148
5.1.3 Erste Resonanzmessungen in Wien . . . 151
5.2 Messungen an der Neutronenquelle ISIS . . . 153
5.2.1 Experimente mit polarisierten Neutronen . . . 153
5.2.2 Flugzeit Messungen . . . 156
5.2.3 Bestimmen der Resonanzbedingung . . . 158
5.2.4 Bestimmen der Amplitudenbedingung . . . 160
5.2.5 Kontinuierlicher Betrieb des Spin-Flippers . . . 161
5.2.6 Synchronisierter Betrieb des Spin-Flippers . . . 162
5.2.7 Speicherergebnisse mit polarisierten Neutronen . . . 165
5.2.8 Speicherergebnisse mit unpolarisierten Neutronen . . . 166
5.2.9 Vergleich der Speicherung von pol. und unpol. Neutronen . . . 166
5.2.10 Ein Vergleich von neuer und alter Anlage bei kurzen Speicherzeiten 169
5.2.11 Zeitliche Variation des ersten Speicherpulses . . . 171

**6 Zusammenfassung** **175**

**A Formelsammlung** **187**
A.1 Allgemeine Formeln . . . . . 187
A.2 Magnetfeld einer Rechteckspule . . . . . 189

**B Tabellen** **193**
B.1 Verwendete Konstanten . . . . . 193
B.2 Kenndaten der Komponenten . . . . . 195
B.3 Parameter File des Steuerprogramms . . . . . 197

**C Konstruktionszeichnungen** **199**

**D Datenblätter** **221**

**E Kleines Photoalbum** **227**

# 1 Einleitung

### Die Geschichte des Neutrons

Ausgehend von der Vermutung *Sir Ernest Rutherfords* in seiner berühmten *Bakerian Lecture to The Royal Society*[1] (1920), dass es neben Protonen auch elektrisch neutrale Teilchen innerhalb der Atomkerne geben sollte, gelang *Sir James Chadwick* (1891-1974) bei der Wiederholung und Auswertung von Versuchen von *Bothe* und *Becker* [1] sowie *Curie* [2] und *Webster* [3] die richtige Interpretation der nachgewiesenen energiereichen Strahlung [4], welche beim Beschuss von Beryllium mit $\alpha$-Teilchen entsteht. War die Strahlung bis zu diesem Zeitpunkt als $\gamma$-Strahlung gedeutet worden, führten ihn seine Streuversuche an H, Li, Be, B sowie N mit verschiedenen Absorbern (Pb, Al) zu der Annahme, dass es sich um ein "Proton-Elektron-Paar in enger Verbindung" handeln müsse. Die von Chadwick zuerst nur zaghaft geäußerte Vermutung, dass es sich auch um ein neues Elementarteilchen handeln könnte [5] wurde später von *W. Heisenberg* (1932), *D. Iwanenko* (1932) und *E. Majorana* (1933) untermauert und führte schließlich zu der Erkenntnis, dass Neutronen und Protonen die zentralen Bausteine der Atomkerne darstellen. Schon bald wurde die Bedeutung des Neutrons in der Erzeugung von künstlichen radioaktiven Isotopen erkannt (I. Curie & Joliot, 1933-34) und führte schließlich zur Entdeckung der neutroneninduzierten Kernspaltung in Uran.

### Das Neutron als Forschungsobjekt

Neben dem nach wie vor ungebrochenen Interesse an seinen fundamentalen Eigenschaften gewann das Neutron mit dem Bau von leistungsstarken Reaktoren in den sechziger und siebziger Jahren und den Spallationsquellen der achtziger und neunziger Jahren immer größere Bedeutung als Sonde für Materialuntersuchungen. Die Bedeutung des Neutrons beruht hierbei auf seinen besonderen Eigenschaften: Zur Familie der Baryonen gehörend, unterliegt es allen vier Wechselwirkungen. Es besitzt eine endliche Ruhemasse $m_n$, einen Spin der Größe $\frac{1}{2}\hbar$, ein magnetisches Moment $\mu_n$ und eine verschwindende Gesamtladung.

[1] In seiner Vorlesung "Nuclear Constitution of Atoms" wird sowohl die "possible existence of an atom of mass 1 which has zero nuclear charge" vorhersagt, als auch die physikalischen Eigenschaften eines solchen Teilchens und seine Bedeutung bei dem Bau schwererer Atomkern bereits korrekt beschrieben.

Aufgrund der schwachen Wechselwirkung zerfällt ein freies Neutron mit einer Halbwertszeit von etwa 15 Minuten in ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino. Zusammengesetzt aus zwei *down*- und einem *up*-Quark stellt es ein räumlich ausgedehntes Objekt mit einem *confinement*-Radius von 0.7 fm dar.

Da Neutronen hauptsächlich mit dem Atomkern wechselwirken und sich die Streuquerschnitte von einzelnen Atomen (und sogar einzelnen Isotopen) stark unterscheiden, eignet sich das Neutron besonders zur Charakterisierung von Festkörpern. Sein magnetisches Moment ermöglicht Spin-abhängige Messungen und die Untersuchung von magnetischen Strukturen. Elektrisch neutral, kann es weit in Festkörper eindringen und zur zerstörungsfreien Abbildung jener verwendet werden. Aufgrund seiner geringen kinetischen Energie, die sich an das jeweilige Experiment anpassen lässt, eignet sich das Neutron zur Messung von Phononen und angeregten Zuständen. Durch seine De-Broglie-Wellenlänge, die etwa im Bereich von 1 bis mehrere hundert Å liegen kann, lassen sich Neutronen hervorragend zur Überprüfung von quantenmechanischen Aussagen verwenden. So wurde es beispielsweise durch die Entwicklung des Neutroneninterferometers [6] möglich, die Phase zwischen zwei Wellenzuständen zu messen und zu kontrollieren. Die große räumliche Trennung der beiden Beam-Pfade erlaubt hierbei, jeden Zustand getrennt durch magnetische Felder oder sogenannte Phasenschieber zu beeinflussen.

Das wohl größte Problem bei der Forschung mit Neutronen liegt in ihrer geringen Flussdichte. Selbst modernste Forschungsreaktoren oder Spallationsquellen bieten im Vergleich zur Synchrotronstrahlung nur bescheidene Intensitäten. Eine Erhöhung der Neutronenanzahl durch Verstärkung der Quelle ist mit hohen Kosten und technischen Problemen (wie Wärmeabfuhr, Strahlenschutz,...) verbunden. Obwohl sich derzeit weltweit mehrere leistungsstarke Quellen in Bau befinden, bedeuten die geringen Intensitäten und die daraus resultierenden langen Messzeiten nach wie vor eine Einschränkung der Forschungsmöglichkeiten. Ziel der Instrumentierung an Neutronenquellen ist daher, nach immer neuen Wegen zu suchen, die vorhandenen Neutronen effizienter zu nutzen.

| Grundgrößen des Neutrons | | | |
|---|---|---|---|
| $m_n =$ | 1.67492716 | $\cdot 10^{-27}$ kg | Ruhemasse |
| $\gamma_n =$ | 1.83247188(44) | $\cdot 10^{8}$ s$^{-1}$ T$^{-1}$ | Gyromag. Verhältnis |
| $\mu_n =$ | -0.96623640(23) | $\cdot 10^{-26}$ J T$^{-1}$ | Magnetisches Moment |
| $\tau_n =$ | 887.0 $\pm$ 1.6 | s | Halbwertszeit freier Neutronen |
| $r_n =$ | 0.7 | fm | Einschluss-Radius |
| $\hat{s} =$ | $\frac{1}{2}\hbar$ | | Spin |

## 1.1 Erzeugung und Detektion von Neutronen

An der Erdoberfläche lassen sich freie Neutronen nachweisen, die sowohl von terrestrischen als auch extra-terrestrischen Quellen stammen. Neben diesen (sehr schwachen) natürlichen Quellen werden Neutronen durch verschiedene induzierte Kernreaktionen freigesetzt [7].

### Natürliche Neutronenquellen

Neutronen kommen in einem geringen Ausmaß in der kosmischen Strahlung vor [8]. Es zeigt sich, dass der Neutronenfluss als Funktion der Höhe ein Maximum bei einem Druck von 120 mb erreicht und danach bis auf Meereshöhe um 2 Größenordnungen abnimmt [9]. Ein solcher Befund ist mit der Annahme konsistent, dass Neutronen mit großer kinetischer Energie auf ihrem Weg durch die Atmosphäre zur Erdoberfläche Energie verlieren und schließlich durch die Kernreaktion $^{14}$N(n,p)$^{14}$C vom Luftstickstoff absorbiert werden. Aus der Tatsache, dass freie Neutronen eine mittlere Lebensdauer von ca. 900 Sekunden besitzen, der Neutronenfluss stark von der geographischen Breite abhängig ist [10] und sich gegenläufig zur Sonnenaktivität verhält (wie es auch für die geladenen Komponenten der kosmischen Strahlung der Fall ist), schließt man dass Neutronen nur in geringem Ausmaß in der primären kosmischen Strahlung vorkommen und als sekundäre Teilchen durch Hochenergiestöße zwischen Protonen und Kernen der obersten Atmosphäre erzeugt werden.

Natürliche terrestrische Quellen für Neutronen stammen von spontaner Kernspaltung schwerer Elemente. $^{238}_{92}$U stellt hierbei die wichtigste Quelle dar. Unter geeigneten Umständen kann es bei natürlichem Uran auch zu einer selbst erhaltenden Kettenreaktion kommen. Ein solches Phänomen stellt der 1972 durch die Französische Atomenergiebehörde (CEA) entdeckte natürliche Reaktor in Oklo, Westafrika dar. Hierbei handelte es sich um eine Kettenreaktion in Uran, die vor etwa 2 Millionen Jahren stattgefunden haben dürfte und über einen Zeitrahmen von $5.4 \cdot 10^4$ bis $1.6 \cdot 10^6$ Jahren aktiv war. Der Nachweis dieser Kernreaktion wurde durch Studium des $^{235}$U / $^{238}$U Verhältnisses sowie nachfolgende detaillierte Untersuchungen diverser Spaltprodukte (Nd, Gd, Sm, Ru, Pd) erreicht.

Natürliche Neutronenquellen tragen zwar oft zum gemessenen Untergrund bei, sind jedoch für eine praktische Nutzung zu schwach. Zu den am häufigsten verwendeten künstlichen Neutronenquellen gehören Radioisotopquellen, Photoneutronenquellen, sowie Beschleuniger, Forschungsreaktoren und Spallationsquellen. Handelt es sich bei den beiden ersten um kleinere Quellen, deren Einsatz auch in herkömmlichen Laboratorien erfolgen kann, stellen die weiteren Quellen oft eigene Grossforschungsanlagen mit ganz charakteristischen Parametern dar. Für die in Kapitel 5 präsentierten Messungen wurde sowohl ein Forschungsreaktor als auch eine Spallationsquelle verwendet, deren Beschreibung in den Abschnitten 5.1.1 und 3.1.1 erfolgt.

### Radioisotopquellen

Radioisotopquellen basieren hauptsächlich auf der ($\alpha$,n) Reaktion in Beryllium, wobei die dominante Reaktion des in der Natur vorkommenden $^9$Be gegeben ist durch:

$$\alpha + {}^9\mathrm{Be} \;\rightarrow\; {}^{12}\mathrm{C} + n + 5.704\ \mathrm{MeV}$$

Diese Reaktion führte auch zur Entdeckung des Neutrons. Quellen mit deutlich geringerer Neutronenausbeute pro einfallendem $\alpha$-Teilchen nützen beispielsweise die ($\alpha$,n) Reaktion in natürlichem Bor oder Fluor ($^{19}$F) und erzeugen Neutronen im Energiebereich 0-13 MeV mit einer mittleren Energie von 5 MeV. Das Isotop $^{252}$Cf mit seiner Halbwertszeit von 100 Jahren stellt ebenfalls eine verwendbare Neutronenquelle dar. Durch die spontane Spaltung werden $2.34 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Gramm und Sekunde emittiert.

**Photoneutronenquellen**

Als photonukleare Reaktionen mit genügend hoher Ausbeute an Neutronen kommen die Reaktionen $^{2}$H($\gamma$,n)$^{1}$H sowie $^{9}$Be($\gamma$,n)$^{8}$Be in Frage. Diese Reaktionen erzeugen monoenergetische Neutronen mit Energien $< 1$ MeV wenn sie durch energiereiche $\gamma$-Strahlung angeregt werden. Hierfür verwendet man häufig die Radioisotope $^{24}$N,$^{72}$Ga,$^{124}$Sb, sowie $^{140}$La, die mit einem Mantel aus $D_2O$ oder metallischem Beryllium umgeben werden.

**Beschleuniger als Neutronenquellen**

Zur Erzeugung von Neutronen kann die Bremsstrahlung von Elektronen aus Beschleunigern, wie Synchrotron oder Betatron, verwendet werden. Die auf diese Weise erzeugten Photoneutronen weisen eine kontinuierliche Energieverteilung auf. Ein Beispiel ist der (e,n) Prozess in Uran, der $10^{-2}$ Neutronen pro Elektron mit 30 MeV erzeugen kann. Durch Erhöhung der Elektronenenergie kann diese Ausbeute deutlich gesteigert werden. Typische Neutronenausbeuten sind in der Größenordnung von $10^{13}$ Neutronen pro Sekunde.

Eine weitere Methode ist die Beschleunigung leichter Kerne. Bereits mit kleinen elektrostatischen Laborbeschleunigern lassen sich die (d,n) Reaktionen in Deuterium und Tritium zur Neutronenproduktion einsetzen:

$$d \; + \; {}^{2}\mathrm{H} \; \rightarrow \; {}^{3}\mathrm{He} + n + 3.26 \text{ MeV}$$
$$d \; + \; {}^{3}\mathrm{H} \; \rightarrow \; {}^{4}\mathrm{He} + n + 17{,}59 \text{ MeV}$$

So wird etwa mit Deuteronen im Niedrigenergiebereich von 100-300 keV eine Ausbeute von Neutronen der Größenordnung $10^{10}$ pro Sekunde erreicht. Da die Energie, der unter einem Winkel $\theta$ emittierten Neutronen $E_n$, durch den Zusammenhang $4\,E_n = E_d + 2\,(2\,E_d\,E_n)^{1/2}\cos\theta + 3\,Q$ mit der Energie der auftreffenden Deuteronen $E_d$ korreliert, lassen sich mit dieser Methode monoenergetische Neutronen erzeugen.

Beispielsweise liefern 300 keV Deuteronen unter einem rechten Winkel bei Verwendung eines Deuteriumtargets Neutronen mit einer Energie von 2.5 MeV, bei Verwendung eines Tritiumtargets Neutronen mit 14 MeV. Da mit steigender Energie des beschleunigten Deuteriums auch der Untergrund von Neutronen mit niedriger Energie stark ansteigt, ist es nicht zielführend, die Energie des Deuteriums über 4.5 MeV (D-Target) bzw. 4.0 MeV (T-Target) zu erhöhen.

**Forschungsreaktoren**

Die wohl gebräuchlichste leistungsstarke Neutronenquelle stellt der Forschungsreaktor dar. Er basiert auf der neutroneninduzierten Kernspaltung [11, 12], bei der ein Neutron durch einen Atomkern eingefangen wird, der sich danach in zwei Kerne ($A_1, A_2$) von annähernd gleicher Masse aufspaltet. Dieser Prozess ist stark exotherm. Es werden typischerweise 200

MeV pro Spaltung abgegeben. Gleichzeitig entstehen zwei oder mehrere hochenergetische (schnelle) Neutronen, die zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion verwendet werden können. So entstehen in der Reaktion

$$n + {}^{235}\mathrm{U} \;\rightarrow\; \mathrm{A}_1 + \mathrm{A}_2 + 2.47\; n + 200\ \mathrm{MeV}$$

durchschnittlich 2.47 Neutronen pro Spaltung. Da der Spaltwirkungsquerschnitt in $^{235}$U nur für thermische (langsame) Neutronen groß genug ist, um alle Verlustmechanismen, die nicht zu einer Spaltung führen, zu kompensieren, müssen die bei der Spaltung entstandenen Neutronen erst durch Zugabe eines geeigneten Moderators (siehe Abschnitt 1.2.1) auf thermische Energien abgebremst werden. Gebräuchliche Moderatoren sind Wasser, schweres Wasser ($D_2O$) oder Graphit. Im Fall von normalem Wasser muss die durch die Einfangreaktion $^1$H(n,$\gamma$)$^2$H reduzierte Neutronendichte durch Anreicherung des Brennstoffmaterials mit $^{235}$U ausgeglichen werden. Der Neutronenfluss im Inneren des Reaktors kann durch geeignete Reflektoren und Absorber auf einem konstanten Niveau ("kritisch") gehalten werden, wodurch eine leistungsstarke kontinuierliche Neutronenquelle entsteht. Als Beispiel eines Forschungsreaktors sei hier der mit $D_2O$ als Moderator betriebene europäische Hochflußreaktor am *Institut Laue-Langevin* (ILL), Grenoble, (`http://www.ill.fr`) erwähnt, welcher eine thermische Leistung von 58 MW und einen maximalen thermischen Neutronenfluss im Reflektor von $1.2 \cdot 10^{15}$ Neutronen / cm$^2$ s besitzt.

Im Gegensatz zu herkömmlichen Reaktoren existiert auch das Konzept eines gepulsten Reaktors. In diesen Reaktoren wird eine kleine Menge spaltbares Material periodisch durch einen gerade noch unterkritischen Kern geführt. Durch das plötzliche Ansteigen der Reaktivität (begrenzt durch einen negativen Temperaturkoeffizienten) wird der Reaktor überkritisch, bis das spaltbare Material den Kern wieder verlassen hat. Während dieser Reaktorpulse werden Neutronen mit hoher Intensität in einem kurzen Zeitraum erzeugt. Als Beispiel sei hier der IBR-2 Reaktor des *Joint Institute for Nuclear Research* (JINR), Dubna, erwähnt, welcher bei einer Wiederholfrequenz von 5 Hz und einer mittleren Leistung von 4 MW ein Spitzenfluss von $10^{16}$ Neutronen / cm$^2$ s erreicht.

### Spallationsquellen

In den letzten Jahren gewinnen Spallationsquellen immer mehr an Bedeutung[2]. Momentan befinden sich mehrere dieser leistungsstarke Quellen in Bau. Bei der Spallation wird ein Target mit hochenergetischen ($> 100$ MeV) Protonen, Deuteronen oder $\alpha$-Teilchen beschossen. Da die Bindungsenergie von Nukleonen typischerweise im Bereich von 8 MeV liegt, werden bei diesen Reaktionen viele Nukleonen gleichzeitig freigesetzt. Die Anzahl der erzeugten Neutronen variiert hierbei stark je nach Targetmaterial und reicht für 1 GeV Protonen von 2 in Beryllium bis etwa 40 in Uran.

$$p + {}^{235}\mathrm{U} \;\rightarrow\; \mathrm{A}_1 + \mathrm{A}_2 + \cdots + \mathrm{A}_j + \nu\; n + 2.5\ \mathrm{GeV}, \quad \nu \approx 40$$

Die Spallation teilt sich hierbei in eine erste Phase, bei der nach der Kollision quasifreier Nukleonen eine rasche Kaskade von Nukleonen emittiert werden, gefolgt von einer zweiten langsameren Phase, in der Nukleonen von den resultierenden angeregten Kernen freigesetzt werden. Spallationsquellen erzeugen hauptsächlich epithermische Neutronen, die direkt für Untersuchungen genutzt, oder mit Hilfe von Moderatoren abgebremst

[2]Nicht zuletzt aufgrund von Vorbehalten gegenüber Reaktoren.

werden können. Ihr Vorteil liegt in ihrem gepulsten Betrieb, wodurch energieauflösende Messungen nach der Flugzeit Methode ermöglicht werden. Gleichzeitig wird einen hoher Spitzenfluss bei ansonst geringem Untergrund erreicht. Neben Neutronen werden bei der Spallation unter anderem auch Pionen, Myonen und Neutrinos erzeugt. Begrenzt wird die Neutronenerzeugung durch die im Target deponierte Wärme, welche abgeführt werden muss, sowie die Beschädigung des Targets aufgrund hoher Strahlung.

Besonders erwähnt sei hier die derzeit leistungsstärkste gepulste Spallationsquelle *ISIS* (`http://www.isis.rl.ac.uk`) am *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL), welche in Abschnitt 3.1.1 näher beschrieben wird, sowie die geplante österreichische Neutronenquelle AUSTRON [13], deren Realisierung einen wichtigen Schritt für die Neutronenforschung in Europa darstellten würde.

### Detektion von Neutronen

Da Neutronen elektrisch neutral sind und sich somit nicht zur direkten Ionisierung eignen, stehen im Wesentlichen zwei Möglichkeiten für ihre Detektion zur Verfügung: Zum einen können nach einer Streuung energiereicher Neutronen die Rückstoß-Kerne für die Detektion verwendet werden, zum anderen können die Produkte von Kernreaktionen nachgewiesen werden. Da bei einer Neutronenenergie von $E_n < 0.1$ keV die übertragene Energie an die Stoßpartner nicht ausreicht, um diese mit herkömmlichen Zählern zu registrieren, eignet sich nur die letztere Möglichkeit zum Bau von Detektoren für langsame Neutronen. Im Bereich $E_n < 0.5$ eV existieren drei exotherme Einfangprozesse mit genügend hohem Wirkungsquerschnitt, welche geladene Teilchen freisetzen.

$$\begin{aligned} {}^{3}\mathrm{He} + n &\rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + p + 0.76\ \mathrm{MeV} \\ {}^{6}\mathrm{Li} + n &\rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \alpha + 4{,}78\ \mathrm{MeV} \\ {}^{10}\mathrm{B} + n &\rightarrow \begin{cases} {}^{7}\mathrm{Li} + \alpha + 2.79\ \mathrm{MeV}\ (6\%) \\ {}^{7}\mathrm{Li}^{*} + \alpha + 2.31\ \mathrm{MeV}\ (94\%) \end{cases} \end{aligned} \tag{1.1}$$

Die Wirkungsquerschnitte[3] dieser Reaktionen im thermischen Bereich (0.025 eV) liegen bei 5327 b, 941 b und 3838 b. $\mathrm{Li}^{*}$ entspricht hierbei dem ersten angeregten Zustand. Da der $Q$-Faktor dieser exothermen Reaktionen im Bereich von MeV liegt, ist die Energie der Reaktionsprodukte praktisch unabhängig von der Energie der einfallenden Neutronen. Eine energieaufgelöste Messung der Neutronen basiert deswegen meistens auf der Flugzeit Methode, in der die Geschwindigkeit eines Neutrons über den zurückgelegten Weg und die verstrichene Zeit bestimmt wird. Ein weiteres Merkmal dieser Reaktionen ist, dass sich der Wirkungsquerschnitt über weite Bereiche indirekt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen verhält (siehe Abb. 1.1). Solche Detektoren werden deshalb auch als $\frac{1}{v}$-Zähler bezeichnet. Zum Bau von Gas-Proportionalitätszählers eignet sich hierbei besonders $^{3}\mathrm{He}$ sowie $BF_3$. Bei geeigneter effektiver Dicke und Fülldruck des Zählrohres wird, wie in Abb. 4.42 dargestellt, eine sehr hohe Effizienz (nahe 100%) erreicht. $^{6}\mathrm{Li}$ findet seinen Einsatz oft in Szintillatoren[4], welche sich besonders für ortsauflösende Messungen ("position sensitive detection") oder als low-efficiency Monitore eignen. Ihr Nachteil liegt in der

[3] $1\ \mathrm{barn} = 1 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2$

[4] In Szintillatormaterialien führt der Energieverlust durchtretender Teilchen zu einer Anregung, die nach kurzer Zeit über Abgabe von Licht wieder in ihren Grundzustand zurückkehrt.

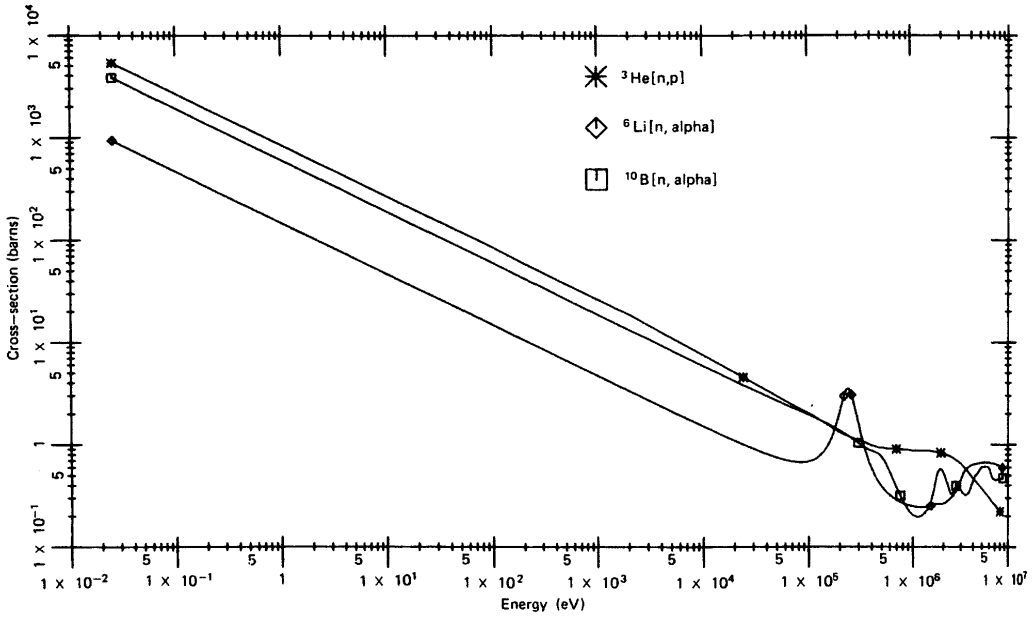



Abbildung 1.1: Absorbtionsquerschnitt der für die Detektion von langsamen Neutronen relevanten Reaktionen nach (1.1), als Funktion der Neutronenenergie. Übernommen aus [14].

oft schlechteren Diskriminierung von Neutronen und $\gamma$-Strahlung im Vergleich zu Proportionalitätszählern. Besonders erwähnt sei hier auch $^{157}$Gd, welches mit 255000 b einen der höchsten gefundenen Absorptionsquerschnitte besitzt und nach einem Neutroneneinfang unter anderem $\gamma$-Strahlung und Konversions-Elektronen emittiert. Neben seinem Einsatz in Szintillatoren eignet sich Gd auch für die Neutronenradiographie mit photographischen Filmen.

Eine weitere Möglichkeit Neutronen zu detektieren liegt in der Aktivierung von geeigneten Elementen. Besonders verbreitet sind hierfür $^{197}$Au sowie $^{55}$Mn und $^{59}$Co. Im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Methoden wird bei der Aktivierung ein integraler Fluss über eine vorgegebene Zeit gemessen. Dementsprechend findet die Aktivierung bei der Bestimmung des Neutronenflusses im Inneren von Reaktoren oder an Strahlrohren ihre Verwendung.

$$
\begin{aligned}
^{197}\mathrm{Au} + n &\rightarrow {}^{198}\mathrm{Au} \xrightarrow[2.7d]{\tau} {}^{198}\mathrm{Hg} + \beta^- \\
^{55}\mathrm{Mn} + n &\rightarrow {}^{56}\mathrm{Mn} \xrightarrow[2.6h]{\tau} {}^{56}\mathrm{Fe} + \beta^- \\
^{59}\mathrm{Co} + n &\rightarrow {}^{60}\mathrm{Co}^* \xrightarrow[10.4m]{\tau} {}^{60}\mathrm{Co} + \gamma
\end{aligned}
$$

Auch die bereits beschriebene Spaltung von Uran kann zum Nachweis von Neutronen verwendet werden, da 80% der freigesetzten Energie von etwa 200 MeV in der kinetischen Energie der Spaltprodukte steckt. Somit eignen sich diese Spaltprodukte für einen Nachweis mit herkömmliche Detektoren.

Die Detektion von schnellen Neutronen basiert zu einem großen Teil auf den bereits beschriebenen Methoden. Oft werden diese Neutronen durch Stöße mit einem Moderatormaterial thermalisiert, um anschließend mit einem herkömmlichen Detektor für langsame

Neutronen registriert zu werden. Eine mögliche Bauform ist hierbei die so genannte *Bonner*-Kugel, die aus einem 20-25 cm dicken kugelförmigen Moderator besteht, der einen He-Detektor oder Szintillator in seinem Zentrum umschließt. Durch Verwendung verschieden dicker Moderator-Kugeln lassen sich hierbei Aussagen über das vorherrschende Neutronenspektrum treffen.

Im Rahmen dieses Projekts kommen sowohl $^3$He-Zählrohre und Szintillator-Detektoren, als auch die Bestimmung des Neutronenflusses mittels Goldfolienaktivierung zum Einsatz.

## 1.2 Energie von Neutronen

Obwohl die Masse des Neutrons grundlegend für seine Eigenschaften ist, wird im allgemeinen mit dem Begriff "Energie" nur die kinetische Energie des freien Neutrons verbunden. Da die meisten Experimente in der Neutronenoptik mit relativ langsamen Neutronen durchgeführt werden, für die $v/c < 10^{-5}$ gilt, sind relativistische Effekte meist zu vernachlässigen. Die Energie eines Neutrons ergibt sich somit zu

$$E = E_{kin} = \frac{m_n v_n^2}{2} \tag{1.2}$$

Diese Energie ist gemäß der von *De-Broglie* aufgestellten Theorie mit einer Wellenlänge $\lambda$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \Rightarrow E_{kin} = \frac{h^2}{2\ m_n \lambda^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\ m_n} \tag{1.3}$$

verbunden. Der Wellenvektor $k$ ist hierbei über $2\pi/\lambda$ definiert. Die bei den besprochenen Kernreaktionen entstehenden Neutronen besitzen Energien im Bereich von MeV und dementsprechend kurze De-Broglie Wellenlängen. Um sie für die gewünschten Experimente nutzbar zu machen, müssen ihre Energien in einen anderen Bereich transferiert werden. Dies geschieht in einem ersten Schritt durch die so genannte Moderation. Durch im Schwerpunktsystem elastische Stöße mit den Atomkernen eines geeigneten Streumediums der Massenzahl $A$ verlieren die Neutronen im Laborsystem im Mittel pro Stoß eine Energie von

$$\triangle E = \frac{E}{2} \cdot \frac{4\ A}{(A+1)^2} \qquad . \tag{1.4}$$

Je höher dieser Energieverlust ausfällt, desto weniger Stöße (und somit weniger Zeit[5]) werden benötigt um die Neutronen auf thermische Energien abzubremsen. Aus diesem Grund eignen sich besonders leichte Kerne mit geringer Absorption als Streumedium. Können die Neutronen lange genug im Moderator verbleiben, stellt sich zwischen ihnen und dem Streumedium ein thermisches Gleichgewicht entsprechend der *Maxwell-Boltzmann* Energeiverteilung

$$\Phi(E) = \Phi_0 \frac{E}{(k_B T)^2} e^{\frac{-E}{k_B T}} \tag{1.5}$$

ein. Die Energie der Neutronen ergibt sich somit zu $E[\mathrm{meV}] = k_B T = 81.81/\lambda^2[\mathrm{Å}]$. Da aufgrund des $1/v$ Gesetzes der Absorption (siehe Abb. 1.1) langsame Neutronen bevorzugt aus dem Ensemble entfernt werden, kann die effektive Temperatur des Neutronengases

[5] Diese Abbremszeit entspricht auch der minimalen Breite eines Neutronenpulses in Laufzeitexperimenten.

jedoch über der Temperatur des Moderators liegen. Ist man an der Wellenlängenverteilung des Neutronenflusses im Bereich $[\lambda, \lambda + \delta\lambda]$ interessiert, nimmt (1.5) die Form

$$\Phi(\lambda)\delta\lambda = \frac{h^4}{m_n^4 \lambda^5} e^{\frac{-h^2}{2m\lambda^2 k_B T}} \tag{1.6}$$

an, deren Maximum bei

$$\lambda_{max} = \frac{h}{\sqrt{5 m_n k_B T}} \tag{1.7}$$

liegt. Entsprechend den Temperaturen der verwendeten Moderatoren werden die Neutronen in verschiedene Kategorien eingeteilt. Die Grenzen der einzelnen Kategorien sind hierbei jedoch fließend und werden oft leicht unterschiedlich angegeben. Eine Tabelle mit der Energie und Wellenlänge als Funktion der Temperatur für einige Moderatoren findet sich in Abschnitt 3.1.1.

| Einteilung der Neutronen nach ihrer Energie | | | | |
|---|---|---|---|---|
| | | Ultrakalt | $<$ | $10^{-5}$ eV |
| $10^{-5}$ eV | $<$ | Kalt | $<$ | $5 \cdot 10^{-3}$ eV |
| $5 \cdot 10^{-3}$ eV | $<$ | Thermisch | $<$ | 0.5 eV |
| 0.5 eV | $<$ | Epithermisch | $<$ | $10^3$ eV |
| $10^3$ eV | $<$ | Mittelschnell | $<$ | $10^5$ eV |
| $10^5$ eV | $<$ | Schnell | $<$ | $5 \cdot 10^7$ eV |
| $5 \cdot 10^7$ eV | $<$ | Sehr Schnell | | |

### 1.2.1 Selektion von Neutronen

Eine der großen Stärken der Neutronen ist die Tatsache, dass sich ihre kinetische Energie und somit ihre De-Broglie Wellenlänge an das jeweiligen Experiment anpassen lässt. Die Wellenlängen reichen hier von $> 90$ Å für ultrakalte Neutronen über 4 Å für kalte und 0.4 Å für thermische Neutronen, weiter bis zu höher energetischen Neutronen mit sehr kurzen Wellenlängen. Für die Untersuchung von Festkörpern eignen sich besonders kalte und thermische Neutronen, deren Wellenlänge im Bereich der Gitterabstände und deren Energien im Bereich der Phononen liegen. Aufgabe der Instrumentierung an Neutronenquellen ist nun, dem jeweiligen Experiment genau denjenigen Energiebereich zur Verfügung zu stellen, der gerade benötigt wird. Hierbei reichen die Anforderungen von einem mehrere Å breiten Bereich bis hin zu annähernd monoenergetischen Neutronen.

Nachdem das Neutronenspektrum durch den Moderator in den gewünschten Energiebereich transformiert wurde, treten die Neutronen mit ihrer jeweiligen Geschwindigkeit aus diesem Moderator aus. In einem ersten Schritt können nun so genannte Chopper oder Energieselektoren verwendet werden, um aus diesem Spektrum den gewünschten Bereich "herauszuschneiden". Ein Neutronenchopper besteht in der Regel aus ein oder zwei rotierenden Scheiben aus absorbierendem Material, in denen ein (oft variabler) Bereich für Neutronen durchlässig ist. Diese "Blende" wählt nun jene Neutronen aus, die aufgrund ihrer Geschwindigkeit genau zu demjenigen Zeitpunkt eintreffen, an denen der Chopper für Neutronen durchlässig ist. Geschwindigkeit und Phasenbeziehung der Chopperscheiben sowie der Blendenöffnung sind meist einstellbar. An gepulsten Quellen könnte im Prinzip zwar eine zweite Chopperscheibe entfallen, jedoch verhindert die zweite Scheibe das so genannte Frame-Overlap, also das Durchtreten von sehr schnellen oder sehr langsamen Neutronen eines vorhergehenden oder nachfolgenden Pulses. Kontinuierliche Neutronenquellen lassen sich mit Hilfe von Choppern in gepulste Quellen verwandeln. Da jedoch

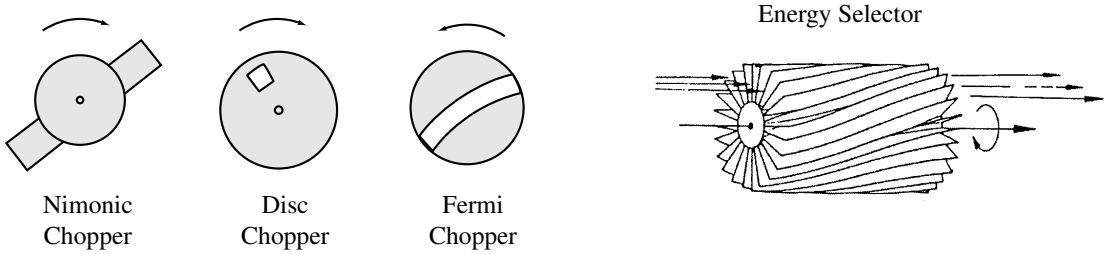



Abbildung 1.2: Schematische Zeichnung verschiedener Neutronenchopper-Bauformen (links) sowie eines Energieselektors (rechts).

ein Chopper einen großen Anteil der Neutronen absorbiert und den Strahl "zerhackt", kommen an kontinuierlichen Quellen oft Energieselektoren zum Einsatz, deren Prinzip in Abb. 1.2 dargestellt ist. Durch Variation der Rotationsgeschwindigkeit kann die Energie der transmittierten Neutronen ausgewählt werden, die Breite des Spektrums (FWHM) nach dem Selektor liegt typischerweise bei 10-20%.

Wird ein schmälerer Energiebereich benötigt, kommen oft Monochromatoren zum Einsatz, welche die Reflexion von Neutronen an Kristallen ausnutzen. Die Untersuchung dieser Reflexionen erfolgt im Rahmen der Neutronenoptik.

## 1.3 Neutronenoptik

Optische Phänomene wie Reflexion, Brechung, Beugung und Interferenz sind keineswegs auf Licht beschränkt. Unter geeigneten Bedingungen lassen sich diese Phänomene mit jeder Art von Strahlung erzeugen. Beginnend mit der Beobachtung der Reflexion von Neutronen durch *Enrico Fermi* und *Walter Zinn* 1946 [15], wurden in den folgenden Jahren praktisch alle Phänomene der klassischen Optik für Licht oder Röntgenstrahlen auch mit Neutronen demonstriert [16]. Abb. 1.3 zeigt die Beugung von Neutronen an einer Kante, einem Spalt sowie an einem Doppelspalt nach [17]. Unterschiede zu einer analogen Versuchsanordnung für Licht finden sich in den Dimensionen der Anlage, der geänderten Geometrie des Prismas sowie der Statistik und der Auflösung des Experiments. Dies erklärt sich aus der Tatsache, dass die in diesem Experiment verwendeten Neutronen eine um etwa zwei Größenordnungen kleinere Wellenlänge als sichtbares Licht besitzen. Zudem ist der Brechungsindex für Neutronen, im Gegensatz zu Licht, im allgemeinen kleiner als 1.

Die Anwendungen der Neutronenoptik kann in zwei Kategorien einteilt werden. Zum einen können neutronenoptische Instrumente verwendet werden, um neue Erkenntnisse über Neutronen oder untersuchte Materialien zu gewinnen. Zum anderen können diese Erfahrungen genutzt werden, um neue optische Instrumente zu entwickeln und weitere aus der Lichtoptik bekannte Phänomene auf Neutronen zu übertragen. Die Aufgabe der meisten neutronen-optischen Instrumente ist der Transport, die Kollimierung, die Fokussierung, Filterung und Polarisierung der Neutronen oder die generelle Beam-Manipulation. In diese Tradition reiht sich auch der hier vorgestellte Neutronenspeicher *VESTA* ein. Da selbst moderne Quellen thermischer Neutronen nach wie vor Größenordnungen schwächer als konventionelle Lichtquellen sind, kommt der effizienten Ausnutzung der Neutronen ein besonderer Stellenwert zu.

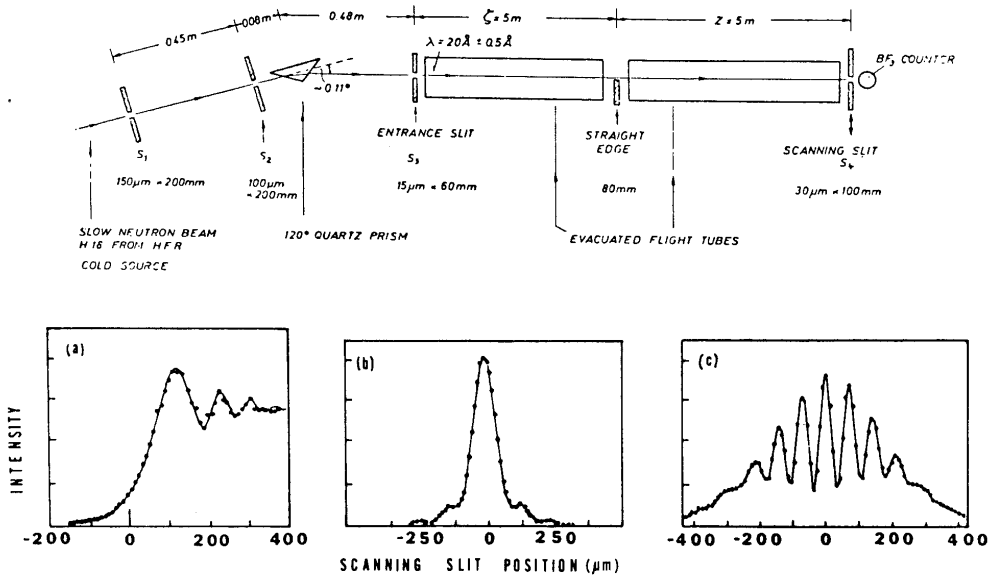



Fig. 1.1 Neutron diffraction by (a) a straight edge, (b) a single slit, and (c) a double slit (from Klein and Zeilinger, 1984).

Abbildung 1.3: Beugung von Neutronen an einer Kante (a), einem Spalt (b) sowie an einem Doppelspalt (c). Übernommen aus [17].

Neutronen-optische Phänomene entstehen durch die *kohärente elastische Streuung* von Neutronen an Festkörpern und können durch die *Schrödinger-Gleichung*

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n}\triangle + V(\hat{r},t)\right]\Psi(\hat{r},t) = E\Psi(\hat{r},t) \tag{1.8}$$

beschrieben werden, in der $E$ die Energie des einfallenden Neutrones, $m_n$ seine Masse und $V(\hat{r},t)$ das optische Potential darstellt, welches die effektive Wechselwirkung des Neutrons mit dem System beschreibt. Da neben kohärenter Streuung auch *inkohärente* (diffuse) Streuung und Absorption auftreten können, nimmt das optische Potential meist eine komplexe Form an.

Im Rahmen dieser allgemeinen Einführung möchte ich nur einige Beispiele neutronenoptischer Werkzeuge vorstellen. Die Reflexion an Perfektkristallen sowie die Reflexion an Neutronenleitern wird in Kapitel 2 näher beschrieben. Zur Theorie der Neutronenoptik empfiehlt sich unter anderem [16].

### 1.3.1 Neutronenleiter

Die in Abschnitt 2.1.2 beschriebe Totalreflexion unter kleinen Winkeln wird zum Bau von Neutronenleitern (*guide tubes*) ausgenützt. Kalte und thermische Neutronen lassen sich mit diesen Führungseinrichtungen annähernd verlustfrei über beträchtliche Distanzen transportieren. Da der Grenzwinkel der Totalreflexion Wellenlängen-abhängig ist, werden oft gekrümmte Bauformen verwendet, um schnelle Neutronen und $\gamma$-Strahlung vom Experiment fernzuhalten. Speziell geformte fokussierende Spiegel können die Neutronenintensität an der Probenposition erheblich steigern. Jedoch führt dies zu einer Erhöhung

der Divergenz des Strahls. Neutronenleiter bestehen in der Regel aus hochglanzpolierten Glasplatten, die mit einer dünnen Schicht ($\approx 1000$ Å) eines Materials mit großer Kernstreulänge (etwa Nickel) überzogen und zu Leiterteilen mit rechteckigem Querschnitt zusammengefügt sind. Für diese Spiegel liegt das Verhältnis von Auftreffwinkel zu kritischer

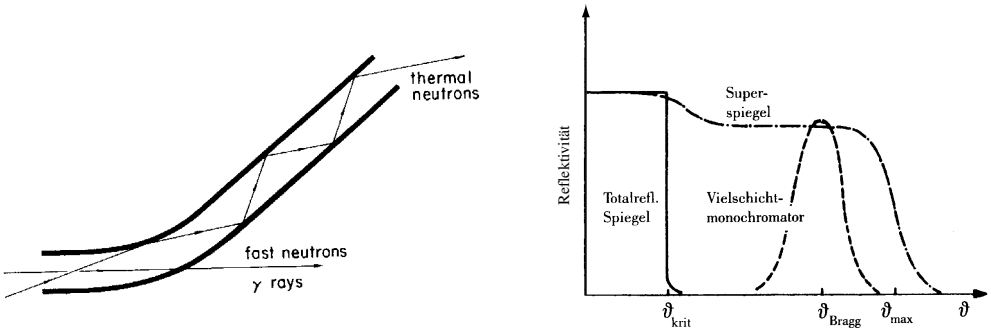



Abbildung 1.4: Prinzip des Transports von Neutronen mittels Leiter (links). Schematischer Verlauf der Reflektivität für Spiegel, Vielschicht-Monochromatoren und Superspiegel (rechts).

Wellenlänge ($\theta/\lambda_c$) meist unter 2 mrad/Å. Man weicht deshalb oft auf das Prinzip des *Vielschicht-Spiegel* aus, bei denen Schichtstrukturen aus dünnen metallischen Filmen auf einen Träger aufgedampft werden. Die verbesserte Reflektivität ergibt sich durch die Interferenz der an den einzelnen Schichten reflektierten Neutronenwellen. Immer größere Bedeutung erlangen so genannte Superspiegel (*super mirrors*) [18]. Hierbei handelt es sich um Vielschichtsysteme, in denen die "Gitterkonstante" eines zweidimensionalen "Kristalls" in kontrollierter Weise variiert wird und durch konstruktive Interferenz zwischen den reflektierten Neutronenwellen hohe Reflektivitäten bis zum Vielfachen des $\theta/\lambda_c$ - Werts von einfachen Spiegeln erreicht wird. Die Reflektivität in Abhängigkeit des Winkels ist schematisch in Abb. 1.4 wiedergegeben. Zu beachten ist, dass einfache Spiegel oft im Totalreflexionsbereich eine höhere Reflektivität aufweisen als Superspiegel. Werden nur geringe kritische Winkel benötigt, kann der Einsatz von herkömmlichen Spiegeln von Vorteil sein.

### 1.3.2 Monochromatoren

Ein bewährter Weg kontinuierliche und monochromatische Neutronenstrahlen zu erzeugen sind Kristallmonochromatoren. Ihre Wirkungsweise beruht auf dem im Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Prinzip der Bragg-Reflexion, bei dem die Beugung einer Neutronen-Welle in eine bestimmte Raumrichtung je nach Gitterparameter nur für eine bestimmte Wellenlänge (und ihre ganzzahligen Bruchteile) möglich ist. Als Monochromatoren kommen sowohl Perfektkristalle als auch Mosaikkristalle zum Einsatz. Letztere bestehen aus einzelnen Perfektkristallbereichen (Mosaikblöcke), die zueinander räumlich versetzt sind. Für Neutronen kann der Verlauf der Mosaikmuster meist durch eine Gauss-Verteilung beschrieben werden. Durch Mosaikkristalle lassen sich die Intensitätskurven der Reflexe deutlich verbreitern.

#### Vibrierende Kristalle

Eine weitere Möglichkeit der Verbreiterung der Reflektivität wird in [19] beschrieben. Für den Fall der Rückstreugeometrie (Einfallswinkel = Ausfallswinkel = 90°) wird eine

hohe Energieauflösung der Größenordnung $10^{-7}$ eV erreicht. Durch die Anregung eines Silizium-(111)-Kristalls mit einer Frequenz von 2-30 MHz wurde eine deutliche Verbreiterung der Reflektivität in Abhängigkeit der Anregungsamplitude erreicht (die Angaben in Abb. 1.5 entsprechen den Spannungen, die an den Piezo-Kristall angelegt wurden). Die Funktionsweise des verwendeten Doppler-Drive Spektrometer wird in Abschnitt 2.2.4 näher beschrieben.

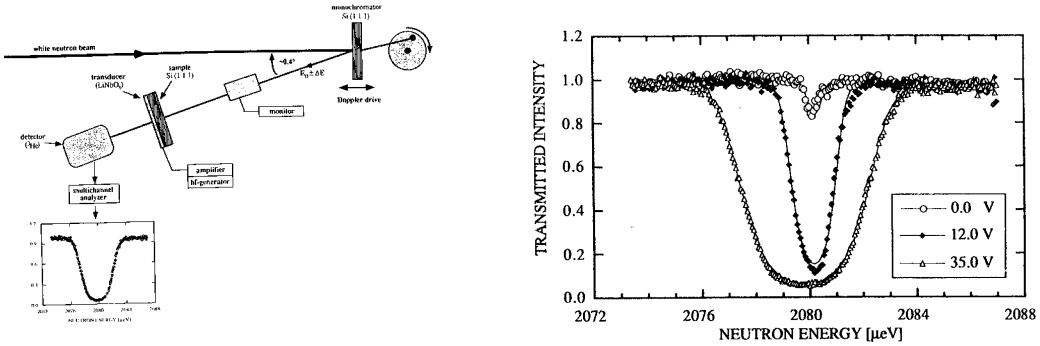



Abbildung 1.5: Versuchsaufbau und Ergebnis einer Transmissionsmessung aus [19], bei der ein Siliziumkristall mit einer Frequenz von 2.37 MHz angeregt wurde.

### Polarisierende Kristalle

Für die Erzeugung eines polarisierten Neutronenstrahls (siehe anschließenden Abschnitt) ist von Bedeutung, dass der Brechungsindex (2.10) eines magnetischen Mediums vom Vorzeichen der magnetischen Streulänge und damit vom Spinzustand des Neutrons abhängt. Somit kann es zur Reflexion von nur einer Spinkomponente kommen. Passt man etwa in

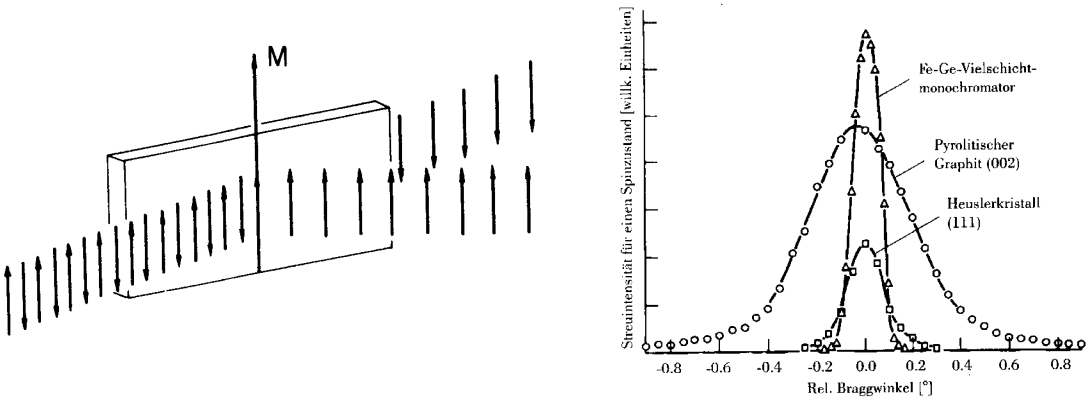



Abbildung 1.6: Prinzip eines polarisierenden Spiegels (links). Reflektivität und Winkeltoleranz für verschiedene Strukturen aus [20].

Superspiegeln den Brechungsindex der magnetischen Komponente für jenen Spinzustand, der aus dem Strahl entfernt werden soll, an den der unmagnetischen Komponente an, kommt es zu keiner Interferenz und die Reflexion unterbleibt. Durch Aneinanderreihen

von Schichten gekrümmter Superspiegel lassen sich effiziente und platzsparende Polarisatoren herstellen.

### 1.3.3 Polarisierte Neutronen

Wie in Abschnitt 2.2 näher beschrieben, richtet sich der Spin des Neutrons in Gegenwart eines externen magnetischen Feldes $\vec{B}_0$ parallel $|\uparrow\rangle$ oder antiparallel $|\downarrow\rangle$ zu diesem aus. Zwar wird jedes Neutron eindeutig in einem der möglichen Spinzustände registriert, die Summe über eine große Anzahl von Messungen wird jedoch (bei unpolarisierten) Neutronenstrahlen eine verschwindende Größe liefern. Von einem polarisierten Neutronenstrahl spricht man, wenn die Anzahl der in $|\uparrow\rangle$ ausgerichteten Neutronen von der Anzahl der in $|\downarrow\rangle$ ausgerichteten Neutronen abweicht.[6] Der Polarisationsvektor $\vec{P}$ eines Neutronenstrahls lässt sich über die Summe der Polarisationsvektoren der einzelnen Neutronen definieren:

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{P}_i}{N}$$

Betrachten wir nur die lineare Polarisation entlang der angelegten Feldrichtung, folgt für den Polarisationsvektor

$$\vec{P} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}\ \hat{p}. \tag{1.9}$$

Neben der bereits erwähnten Polarisation eines Neutronenstrahls durch magnetisierte Kristalle sowie Superspiegel kommen auch $^3$He-Filter zum Einsatz. Ihr Prinzip beruht auf der Tatsache, dass Neutronen mit bezüglich der Polarisationrichtung des $^3$He entgegengesetzter Spin-Ausrichtung sehr effizient absorbiert werden ($\sigma_{\uparrow\downarrow} \approx 6000 \cdot \lambda$ [Å] barn), während die andere Spin-Komponente kaum abgeschwächt wird ($\sigma_{\uparrow\uparrow} \approx 5$ barn). Die Ausrichtung der $^3$He-Spins erfolgt durch Pumpen eines Infrarot-Lasers. Der Vorteil dieses Filters liegt in seiner breiten Wellenlängen-Akzeptanz. Einen Nachteil stellen die hohen Neutronenverluste im Filter dar.

Eine verlustfreie Trennung der Polarisationsrichtungen wird durch den Einsatz von Magnetfeldern erreicht, etwa dem in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen *Stern-Gerlach* Experiment. Doch auch hier geht meist eine Spin-Komponente für die Messung verloren. Aufgrund von Absorption und geometrischen Einschränkungen liegt die Intensität eines polarisierten Strahls oft deutlich unter 50% des einfallenden Strahls. In letzter Zeit gibt es aber auch Konzepte, die es durch eine Energieaufspaltung und der daraus resultierenden unterschiedlichen Rotations-Geschwindigkeiten der Spinkomponenten in Magnetfeldern ermöglichen könnten, eine annähernd verlustfreie Polarisation eines Neutronenstrahls zu erreichen [21, 22].

### 1.3.4 Spinänderung polarisierter Neutronen

Allgemein ist ein Spin-Flipper (Spininverter) eine Vorrichtung, die einen der beiden möglichen Spinzustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit $W_{flip}$ in den jeweils anderen umkehrt und somit die Polarisation des Neutronenensembles invertiert. Ein Flipper mit $W_{flip} = 0.5$ würde demnach statistisch den Spin jedes zweiten Neutrons invertieren

[6] Eine reine Ausrichtung der Spins bezüglich einer Achse wird als “Orientierung” bezeichnet.

und somit aus einem rein polarisierten Strahl einen unpolarisierten machen. In der Praxis lassen sich Flip-Wahrscheinlichkeiten nahe 1 realisieren, womit ein polarisierter Strahl annähernd komplett invertiert werden kann.

### Gleichstrom Spindreher

Einer der gebräuchlichsten Spin-Flipper ist der nach *Mezei* beziehungsweise *Rekveld* benannte Gleichstrom-Spindreher. In seiner ursprünglichen Bauform besteht der Flipper aus zwei antiparallel gepolten Spulen rechteckigen Querschnitts. Ein anfangs durch ein

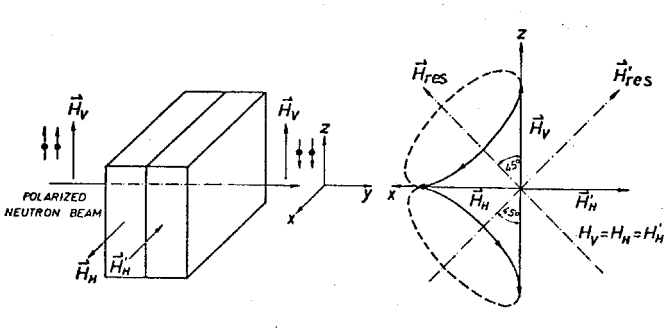



Abbildung 1.7: Aufbau und Wirkung des Doppelspulen Gleichstrom-Flippers nach [23].

Führungsfeld in $z$-Richtung polarisierter Neutronenstrahl dringt entlang der $y$-Achse in die erste Spule mit einem gleichgroßen, normal zum Führungsfeld stehenden Feld ein. Nach diesem plötzlichen (nichtadiabatischen) Übergang beginnt der Polarisationsvektor um das 45° geneigte resultierende Magnetfeld zu präzedieren. Vollführt er auf seinem Weg entlang der Spulendicke $d$ gerade eine halbe Lamorpräzession, zeigt er unmittelbar vor Eintritt in die zweite, umgekehrt gepolte Spule in $x$-Richtung. Analog zur ersten Spule präzediert der Polarisationsvektor wieder um das resultierende Magnetfeld. Unter der Bedingung

$$\frac{d}{v} = \frac{\pi}{|\gamma_n| B_{res}}$$

wird er in die negative $z$-Richtung gedreht und somit bezüglich seines ursprünglichen Zustandes invertiert. Vorteile dieses Flippers sind die konstruktive Einfachheit, leichte Ansteuerbarkeit sowie die Tatsache, dass bei Verwendung dünner Spulen der Ort des Flip-Vorganges genau lokalisiert werden kann. In [24] wird eine weitere Bauform präsentiert, die aus einer statischen und einer schräg gestellten dynamischen Flip-Spule besteht, wodurch noch kleinere Bauformen und schnellere Schaltzeiten realisiert werden können.

### Mäander-Flipper

Bei diesem auch *magnetischer Wiggler* oder *Drabkin-Flipper* genannten Spin-Flipper durchqueren die Neutronen eine stromdurchflossene, mäanderartig gefaltete Aluminiumfolie, welche ein alternierendes Magnetfeld $B_1$ (senkrecht zu einem statischen Feld $B_0$) erzeugt [25, 26]. Durch die Bewegung der Neutronen wird aus dem räumlich alternierenden Magnetfeld ein im Ruhesystem des Neutrons zeitlich oszillierendes Feld, dessen Frequenz mit der Geschwindigkeit des jeweiligen Neutrons variiert. Wegen der lediglich impliziten Zeitabhängigkeit der Neutronen-Magnetfeld Wechselwirkung bleibt die Energie der Neutronen unverändert.

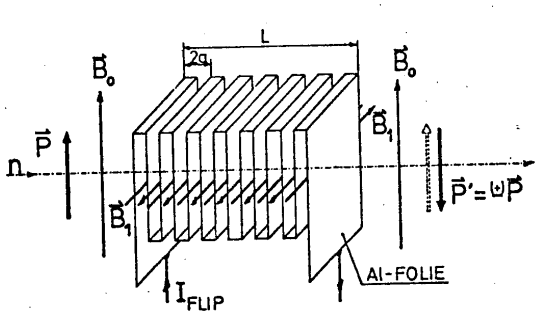



Abbildung 1.8: Aufbau eines Mäander-Flipper für Neutronen, übernommen aus [23].

### Nichtadiabatische Flipper

Durch eine äußerst rasche, extrem nichtadiabatische Umkehr der Richtung des magnetischen Führungsfeldes innerhalb einer Distanz, die klein ist im Vergleich zur Strecke, die das Neutron während einer vollen Lamorrotation zurücklegt, kann ebenfalls ein Spin-Flipper realisiert werden. Da die räumliche Orientierung des Polarisationsvektors erhalten bleibt ist die Orientierung bezüglich des Magnetfeldes invertiert. Der Wirkungsgrad ist hierbei praktisch unabhängig von der Neutronenwellenlänge. In einer einfachen Bauform besteht dieser Flipper aus einer dünnen, stromdurchflossenen Folie (*Stromblattflipper*). Eine weitere Bauform, der sogenannte *Leningrad-Flipper*, vermeidet Material im Neutronenstrahl und besteht aus zwei koaxialen, einander entgegengesetzt gepolten Ringspulen.

### Radiofrequenz Spin Flipper

Der RF-Spin Flipper ist der einzige, dem explizit zeitabhängige Wechselwirkung zugrunde liegt und der zwar die Energie, aber nicht den Bewegungszustand des Neutrons verändert.

Beim Eintritt in ein stationäres Führungsfeld wird sowohl der Erwartungswert der kinetischen Energie des Neutrons verändert (Beschleunigung bzw. Abbremsung), als auch jener der potentiellen Energie (Zeeman-Aufspaltung). Findet nun eine Wechselwirkung mit einem zeitabhängigen Potential (durch Wechsel der Zeeman-Niveaus im Falle des HF Spin-Flips) statt, bleibt die Impulsverteilung konstant, nicht jedoch die potentielle Energie (siehe Abschnitt 2.2.1). Die neue Gesamtenergie bleibt beim Verlassen des Führungsfeldes wiederum erhalten. Da die potentielle Energie auf ihr ursprüngliches Niveau zurückgeht, folgt daraus die in Abb. 2.11 (rechts) dargestellte Änderung der kinetischen Energie.

### Gradienten-Feld Flipper

Eine Erweiterung des RF-Flippers stellt der Gradienten-Flipper dar. Zusätzlich zu dem für die Zeeman-Aufspaltung verantwortlichen Magnetfeld $B_0$ wird ein wenige Gauss starkes paralleles Zusatzfeld erzeugt, dessen Stärke räumlich konstant zunimmt. Dies kann zum Beispiel durch eine eigene Spule oder durch geeignete Gradienten-Polschuhe erreicht werden. Der Gradienten-Feld Flipper zeichnet sich durch eine höhere Wellenlängenunabhängigkeit aus und eignet sich insbesonders für kalte und ultrakalte Neutronen, da hier aufgrund der geringen Intensitäten oft ein breiter Energiebereich verwendet wird [27]. Abb. 1.9 zeigt den schematischen Aufbau eines Gradienten-Flipper-Tests aus [28].

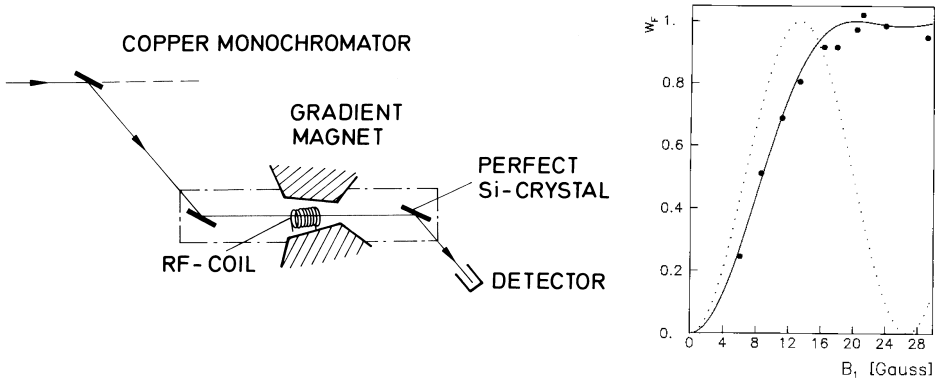



Abbildung 1.9: Schematischer Aufbau und Ergebnis einer Gradienten-Flipper Messung ($\lambda = 2.03$ Å, $B_0 = 2.02$ T) aus [28]. Die gepunktete Linie entspricht der Flip-Wahrscheinlichkeit eines homogenen RF-Flippers, die durchgezogene Linie der numerischen Simulation.

## 1.4 Speicherung von freien Neutronen

Die Speicherung von Neutronen reiht sich nahtlos in das Gebiet der Neutronenoptik ein und benützt dessen Erfahrungen und Techniken. Während die Speicherung thermischer und kalter Neutronen nach wie vor ein relativ junges Forschungsgebiet darstellt, stellt die Speicherung von ultrakalten Neutronen (UCN) ein etabliertes Gebiet mit herausragenden Erfolgen dar [29, 30, 31]. Neutronen mit sehr geringer Energien und dementsprechend langen Wellenlängen werden von geeigneten Materialien (wie Cu, Ni, Graphit) unter jedem Einfallswinkel reflektiert. Daraus ergibt sich die Möglichkeit des Einschlusses dieser Neutronen in geschlossenen Behältern, sogenannten "neutron bottles". Aufgrund ihres magnetischen Dipolmoments ergibt sich auch die Möglichkeit, sie mittels magnetischer Multipolfelder in Ringen zu speichern [32]. Die Speicherung von UCN liefert wichtige Beiträge zur Messung der Lebensdauer freier Neutronen ($\tau = 887$ s) und erlaubt exakte Messungen eines möglichen elektrischen Dipolmoments (EDM) [33].

Für thermische oder kalte Neutronen sind diese Methoden jedoch nicht praktikabel. Die sehr kleinen Totalreflexionswinkel von Neutronenleitern würden große Durchmesser (km) bei Speicherringen bedeuten, ihre vergleichsweise hohe kinetische Energie macht den Einschluss mittels Multipolfelder ebenfalls unmöglich. Es musste deshalb nach anderen Wegen der Speicherung gesucht werden.

### 1.4.1 Speicherung mit Perfektkristallen

Ein Möglichkeit der Speicherung für kalte und thermische Neutronen stellt die Verwendung von Perfektkristallen dar. Hierbei werden monoenergetische Neutronen unter den in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Bedingungen an den Ebenen eines Kristalls reflektiert. Aufgrund der hohen Anforderungen an die Ausrichtung der Kristallspiegel zueinander, bietet sich eine Anordnung mit zwei fixen Platten an[7]. Die wohl einfachste Möglichkeit einen Speicher zu realisieren, stellt die geometrische Anordnung der Platten nach Abb. 1.10-a

[7]Will man etwa zum Füllen und Leeren eines Speichers die Platten zueinander verkippen, müsste die Ausrichtung der Platten zuverlässig in kurzen Zeiten (< ms) mit einer Genauigkeit von < 0.2 mrad wieder hergestellt werden.

dar. Speicherzeiten lassen sich über den Einfallswinkel und der daraus resultierenden Flugbahn einstellen. Auch teilweise durchlässige Spiegel eignen sich für eine begrenzte Anzahl von Reflexionen. Die Transmission kann etwa über die Plattendicke oder den Einfluss von (statischen) Magnetfeldern fixiert werden. Von besonderem Interesse ist jedoch die aktive

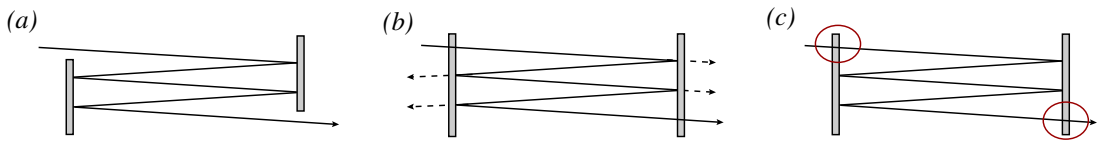



Abbildung 1.10: Mögliche Prinzipien der Speicherung: (a) Geometrie,(b) halbdurchlässige Spiegel, (c) Veränderung der Reflektivität.

Beeinflussung der Reflektivität einer Kristallplatte. Während die beiden ersten Speicherarten als "passiv" anzusehen sind, bei denen die Neutronen nach einer vorgegebenen Zeit den Speicher verlassen, lassen sich mit dieser "aktive" Speicherung geschlossenen Speichervolumen realisieren, in denen die Speicherzeit für jeden Speicherversuch frei wählbar ist. Diese aktive Speicherung von Neutronen stellt den zentralen Aspekt des Wiener Neutronenspeichers *VESTA* dar.

#### Das Projekt *VESTA*

In einem 1985 veröffentlichten Artikel von *H. Rauch* [34] wurde ein Speicher für monoenergetische Neutronen vorgestellt, dessen Prinzip auf aufeinander folgenden Reflexionen an zwei in Rückstreugeometrie angebrachten Kristallen basiert. Das Befüllen erfolgt hierbei durch die Beeinflussung der kinetischen Energie dieser Neutronen mittels Magnetfeldern.

Die erste experimentelle Umsetzung dieses Vorschlags wurde im Rahmen einer Dissertation von *M. Schuster* [35] realisiert, die erste Neutronenspeicherung fand im November 1989 statt [36]. 1992 wurde das Projekt von *E. Jericha* weiterentwickelt und erhielt seinen heutigen Namen. Im Laufe der nächsten Jahre wurde der Speicher kontinuierlich verbessert. Dies führte zu einer weiteren Dissertation [37] sowie zu drei Diplomarbeiten [38, 39, 40], Projektarbeiten und mehreren Anstellungen innerhalb eines EU Forschungsprojekts. 1998 wurde im Rahmen dieser Dissertation eine Neukonstruktion begonnen, die Ende 2001 an ISIS installiert wurde. Auf Grund von Problemen mit der Spallationsquelle sollte es aber noch ein 3/4 Jahr dauern bis *VESTA*-II im Herbst 2002 seinen Betrieb aufnehmen konnte.

Das Prinzip dieses Speichers wird in Kapitel 2 ausführlich behandelt, Kapitel 3 widmet sich den Entwicklungen an diesem Projekt.

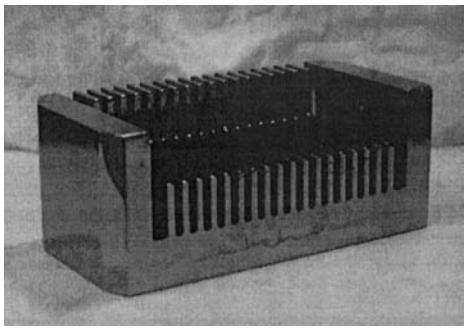
### 1.4.2 Artverwandte Experimente

Durch die Art und Weise der Speicherung von kalten und thermischen Neutronen, sowie den erzielten Resultaten, stellt der Wiener Neutronenspeicher ein Unikat dar. Jedoch gibt es eine Reihe von artverwandten Experimenten, aus denen ich zwei vorstellen möchte, die selbst in ihrem Inhalt einen Bezug zu *VESTA* herstellen. Weiters wird ein Speicher für X-Rays präsentiert, der auf einem Si-Perfektkristall Resonator basiert und einen Speicher nach Abb. 1.10-b darstellt.

### Mehrfachreflexionen in einem Nutenkristall

Eine über die Anzahl der verwendeten Reflexionen verwandte Messung stellt die Vermessung von Mehrfachreflexionen in einem Nutenkristall durch *Dombeck* et al [41] dar. Ziel der Arbeit war eine Bestimmung der Reflektivität von Silizium als vorbereitende Messung für ein Experiment zur Bestimmung eines etwaigen elektrischen Dipolmoments von Neutronen. In einem speziell geschnittenen Nutenkristall (siehe Abb. 1.11) werden Neutronen zwischen den einzelnen Lamellen des Kristalls reflektiert.

Ein Silizium-Perfektkristall (50×38×94 mm) wurden mit 19 Schlitzen versehen und anschließend geätzt. Die Orientierung erfolgte hierbei entlang der (440) Ebenen des Kristalls. In dem oberen Teil des Kristalls wurde die Länge der durch die Schlitze entstandenen Platten auf durchschnittlich 12.4 mm reduziert, während der untere Teil der Platten eine Länge von 48.9 aufweist. Diese Form des Kristalls ermöglicht es (bei einem Strahlquerschnitt von



Dimensionen : 50 x 38 x 94 mm (b,h,l)
Reflexionen : 325-1300 (86°-89°)
Wellenlänge : 1.92 Å

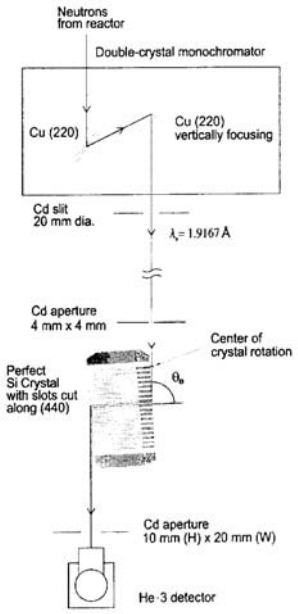

Neutrons from reactor
Double-crystal monochromator
Cu (220)
Cu (220) vertically focusing
Cd slit 20 mm dia.
λ= 1.9167 Å
Cd aperture 4 mm x 4 mm
Center of crystal rotation
Perfect Si Crystal with slots cut along (440)
Cd aperture 10 mm (H) x 20 mm (W)
He-3 detector

Abbildung 1.11: Fotografie des Nutenkristalls von der Austrittsseite gesehen, sowie das Schema des Versuchsaufbau aus [41].

4×4 mm), durch Heben und Senken des Rotationstisches die Anzahl der Reflexionen bei fixem Rotationswinkel zwischen zwei Werten zu verändern. Durch eine Schräge von 2° an der Austrittsseite wird gewährleistet, dass sich die Neutronen nach ihrer letzten Reflexion in Richtung Detektor bewegen. Da Neutronen, die vom oberen Teil der Platten reflektiert werden, anschließend von den Endstücken des Kristalls reflektiert werden, bevor sie den Detektor erreichen, ergibt sich für beide Messungen eine gleichlange Flugstrecke. Während der Messung wurde die Anzahl der Reflexionen (für den unteren Teil der Platten) durch Veränderung des Einfallswinkels zwischen 325 ($\theta_B$=86°) und 1300 bei $\theta_B$=89° variiert. Aus dem Vergleich der Zählraten für lange und kurze Schlitze wurde die Reflektivität des Siliziumkristalls gemäß

$$\langle R \rangle = 1 - \frac{1}{n_{BL} - n_{BS}} \ln \left[ \frac{N_S - N_{BGDS}}{N_L - N_{BGDS}} \right]$$

bestimmt. In dieser Formel bezeichnet $n_B$ die durchschnittliche Anzahl der Reflexionen

bei einem Winkel. Die Indizes L und S beziehen sich auf lange oder kurze Schlitze, BGDS auf die Untergrundzählrate des Versuchsaufbaus. Wie aus der folgenden Tabelle aus [41] ersichtlich, ergeben sich annähernd idente Zählraten für lange und kurze Schlitze, woraus sich eine gemessene mittlere Reflektivität von $\langle R \rangle = 0.999976$ ergibt. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert von 0.999952 für $\lambda$=1.92 Å.

| $\langle\theta_B\rangle$ | $N_L - N_{BGDL}$ | $\langle n_{BL}\rangle$ | $N_S - N_{BGDS}$ | $\langle N_{BS}\rangle$ | $R$ | $\delta R$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 87.15° | 0.416 ±0.007 | 466 | 0.420±0.007 | 116 | 0.999973 | ±0.000070 |
| 86.10° | 0.652 ±0.008 | 340 | 0.656±0.008 | 85 | 0.999976 | ±0.000070 |
| 85.25° | 0.896 ±0.010 | 279 | 0.900±0.012 | 70 | 0.999979 | ±0.000085 |

Zusätzliche Messungen wurden nach dem Schneiden, jedoch noch vor dem Ätzen des Kristalls durchgeführt. Für diesen Fall reduziert sich die Reflektivität signifikant zu 0.9964. Dies zeigt die Bedeutung des Ätzens, bei dem die durch das Schneiden verursachten Spannungen im Kristall behoben werden.

### Speicherung von Neutronen innerhalb eines vibrierenden Siliziumkristalls

Einen völlig anderen Weg der Speicherung von Neutronen mit Perfektkristallen gehen *Hock* et al in [42]. Ein 10 cm langer Si-Kristall (Ø= 30 mm) wurde in (111)-Geometrie geschnitten[8] und mittels zweier Piezokeramikscheiben zu Schwingungen angeregt. Die Eigenfrequenz des Kristalls wurde mit 44.78 kHz vermessen, was einer Schallgeschwindigkeit von 8956 m/s entspricht. Die Energieverteilung der einfallenden Neutronen wurde mit Hilfe eines (111) Si-Kristall-Doppler-Drives zwischen $\triangle E = \pm 0.35\,\mu$eV (Monochromator in Ruhe) und $\triangle E = \pm 7.4\,\mu$eV (6 Hz Betrieb) verändert. Es wurden sowohl Neutronenpulse mit

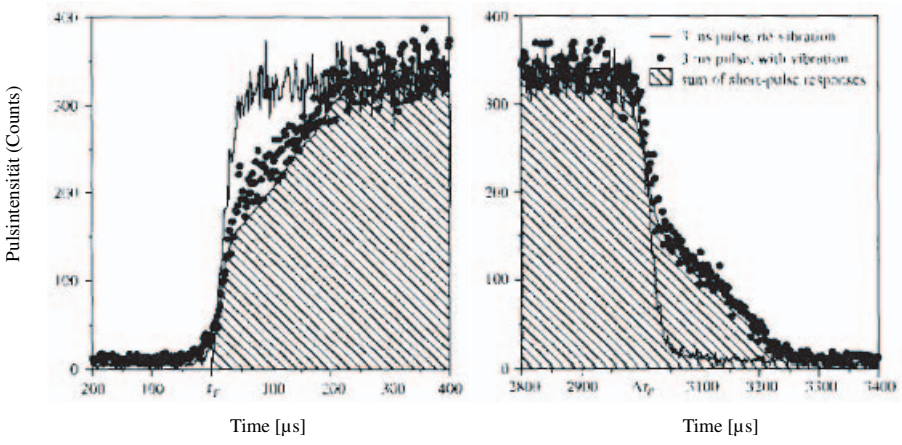



Abbildung 1.12: Transmittierte Intensität eines rechteckigen Pulses mit einer Pulslänge $\triangle t_P$ (3 ms) $\gg T_P$ (22.3 $\mu$s) und einer Energiebreite von $\triangle E = \pm 0.35$ $\mu$eV. Bei Resonanzanregung wird das Maximum der transmittierten Intensität 250 $\mu$s später als bei ruhendem Kristall erreicht. Analog erhöht sich die Intensität am Ende des Pulses für etwa 250 $\mu$s.

einer zeitlichen Breite $\triangle t_P$ von 5.5 ms sowie 3 ms untersucht, die somit groß gegenüber

[8] Dieser Kristall verwendet somit die gleiche Wellenlänge $\lambda = 6.2712$ Å für Rückstreuung wie *VESTA*.

der Schwingungsperiode $T_P$ von 22.3 $\mu$s waren, als auch kurze Pulse mit einer zeitlichen Breite von $\triangle t_P = 33$ $\mu$s und einer Energiebreite von $\triangle E = \pm 1.23$ $\mu$eV (Doppler-Drive im 1 Hz Betrieb) untersucht. Da der Gradient im Gitterabstand zeitabhängig ist, wird auch der gestreute Strahl zeitlich moduliert. Ist hierbei die Zeit, die die Neutronen für das Durchqueren des Kristalls benötigen, kleiner als die halbe Schwingungsperiode, $t_T < T_P/2$, dominiert die Einfachstreuung und der Strahl wird mit der doppelten Frequenz moduliert. Mit zunehmender Energiebreite des einfallenden Strahls nimmt hierbei der Kontrast der Modulation ab. Abb. 1.12 zeigt das Ergebnis einer Messung mit einem 3 ms langen Puls. Im Vergleich zum ruhenden Kristall wird das Maximum der transmittierten Intensität erst 250 $\mu$s später erreicht. Analog erhöht sich die Intensität am Ende des Pulses für etwa 250 $\mu$s. Dies entspricht einer Speicherzeit von 11 Perioden $T_P$. Diese Struktur der im Inneren des Kristalls gespeicherten Neutronen zeigt sich in Abb. 1.13, die mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation von sehr kurzen Pulsen $\triangle t_P \ll T_P$ ($\triangle E = \pm 1.9$ $\mu$eV) gewonnen wurde. Die Höhe der verzögerten Pulse nimmt rasch ab. Hierbei korreliert die Dauer der Verzögerung mit der Energie der Neutronen. Neutronen nahe der Bragg-Bedingung erfahren eine hohe Anzahl an Reflexionen und tragen nur zu späteren Pulsen bei.

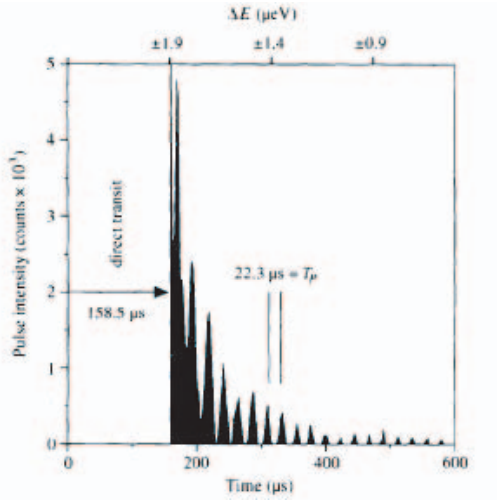



Abbildung 1.13: Ergebnis der Monte-Carlo Simulation bei kurzen Pulsen $\triangle t_P \ll T_P$.

### Speicherung von X-Rays in einem Siliziumresonator

Ein passiver Perfektkristallspeicher nach Abb. 1.10-b wurde von *Liss et al.* [43] für X-Rays realisiert. Ein Si-Kristall mit einer Oberflächennormale entlang der (111) Ebene wurde so geschnitten, dass zwei freistehende Platten im Abstand von 15 cm entstanden (Abb. 1.14), deren Dicke aufgrund einer leicht keilförmige Form zwischen 50 $\mu$m und 500 $\mu$m variiert. Dies ermöglichte die Reflektivität dieser Platten durch eine horizontale Verschiebung zu verändern. Als X-Ray Quelle diente der Undulator der Beamline ID28 des ESRF, Grenoble. Die Monochromatisierung des Strahl erfolgte mittels eines (888) Si-Reflexes und einem Bragg-Winkel von 89.865°, wodurch sich eine Energie von 15.817 keV bei einer Auflösung von 3.7 meV und einer Divergenz von 10 mrad Divergenz ergab. Über den linearen Ausdehnungskoeffizienten von Silizium (siehe Abschnitt 4.1.1) lies sich die Photonenenergie mittels Temperaturänderung variieren, und so die Bragg-Bedingung bestimmen. Der Resonator wurde in exakter Rückstreugeometrie angeordneten, und die Intensität des transmit-

tierten Strahl nach dem Resonator gemessen. Für einen Plattendicke von 292 $\mu$m ergab sich eine minimale Transmission von 17% bei einer Halbwertsbreite der relativen Energieskala $\triangle E/E$ von $7.4 \cdot 10^{-7}$. Abb. 1.14 zeigt das Ergebnis der Transmissionsmessung

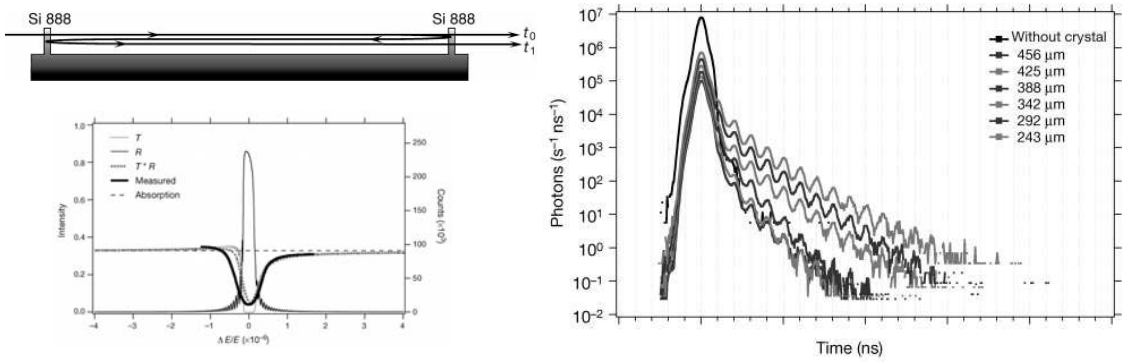



Abbildung 1.14: Speicherung von X-Rays in einem Siliziumresonator nach [43]. Schematische Zeichnung des Resonators, berechnete Transmission (T) und Reflexion (R) als Funktion der Energieabweichung für eine Plattendicke von 292 $\mu$m sowie das Speicherergebnis für verschiedene Plattendicken.

für verschiedene Plattendicken. Die Zeitstruktur des einfallenden Photonenpulses wird durch die Kurve "Without crystal"gezeigt, bei der der Resonator aus dem Strahl entfernt wurde. Das Maximum dieser Kurve entspricht den Nullpunkt der Speicherzeit, die Halbwertsbreite von 500 ps entspricht dem Ansprechverhalten des Detektors. Befindet sich der Resonator im Strahl, zeigt sich zusätzlich eine Reihe weiterer Maxima, im Abstand von jeweils 1 ns, deren Intensität exponentiell abklingt. Hierbei handelt es sich um Photonen, die 1,2,3... N-mal an beiden Platten reflektiert wurden. Die Intensität der einzelnen Pulse zueinander zeigt ein Verhalten, das dem an *VESTA* gemessenen sehr ähnlich ist. Nach einem raschen Abfall während der Monochromatisierung ($\approx$ 8 Reflexionen) flachen die Unterschiede deutlich ab. Es konnten bis zu 14 Hin- und Rückreflexionen gemessen werden. Abhängig von der Plattendicke variiert die Transmissionswahrscheinlichkeit und somit die Anzahl der Photonen, die in den Resonator eindringen oder ihn pro Reflexion am Kristallspiegel wieder verlassen. Als Dicke für eine optimale Speicherung wurde 150 $\mu$m berechnet. Dies entspricht der Pendellösungslänge der (888)-Reflexion.

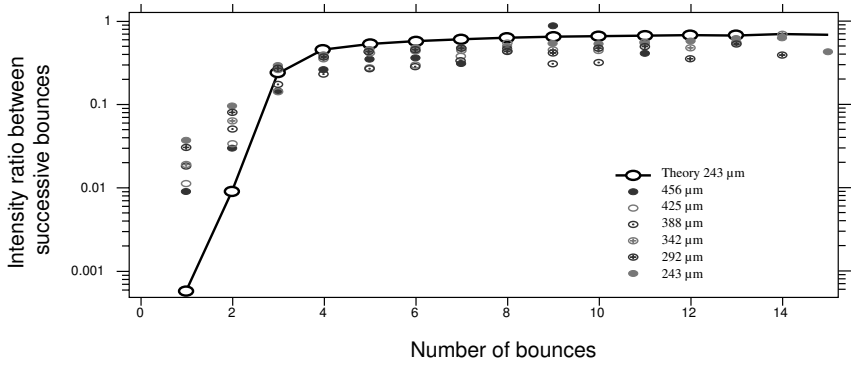



Abbildung 1.15: Relative Intensität aufeinander folgender Pulse gespeicherter Photonen.

*"Everything should be made as simple as possible,*
*but not simpler."*

A. Einstein

# 2

# Physikalische Grundlagen der Perfektkristall-Neutronenspeicherung

Der erste Teil dieses Kapitels möchte einen Überblick über die physikalischen Grundlagen des Neutronenspeichers geben. Nach der Reflexion von Neutronen an Perfektkristallen und Neutronenleitern werden die Einflüsse verschiedener Magnetfelder auf die Energie von Neutronen diskutiert. Der zweite Teil dieses Kapitels widmet sich dem Konzept eines magnetisch geschaltenem Neutronenspeichers sowie der Diskussion verschiedener Parameter des Schaltmechanismuses. Abschließend findet sich eine Berechnung des Speicherinhaltes für Mehrfach-Puls Speicherung.

## 2.1 Der Perfektkristallspeicher

Eine Möglichkeit, den in Abschnitt 1.4.1 vorgestellten aktiven Speicher für kalte und thermische Neutronen zu realisieren, ist die Verwendung zweier paralleler Kristallspiegel, die sich in Rückstreugeometrie ($\theta_B = 90°$) befinden. Sie bilden die Endplatten des in Abb. 2.1 dargestellten dreidimensionalen Speichervolumens. Wird der Abstand zwischen den beiden Kristallspiegeln mit einem Material umgeben, welches die Transversalkomponente des Wellenvektors der Neutronen umkehrt, erhält man ein "geschlossenes" System, in dem sich die gespeicherten Neutronen bewegen können.

Durch die in Abschnitt 2.2 diskutierte aktive Beeinflussung der Reflektivität der Perfektkristallplatten wird den Neutronen zu einem frei wählbaren Zeitpunkt ermöglicht in den Speicher einzutreten sowie ihn zu verlassen. In seiner einfachsten Form besteht ein Speicherexperiment darin, dass die Neutronen zu verschiedenen Zeiten $t_i$ aus dem Speicher entlassen werden und ihre Anzahl als Funktion der Speicherzeit $N(t_i)$ untersucht wird. Zu diesem Zweck wird über diejenigen Zeitkanäle, in denen der Puls registriert wurde, summiert. Die Berücksichtigung des Untergrunds kann entweder durch eine Fitfunktion an die Neutronenzählrate vor und nach dem Puls erfolgen, oder - aufgrund der Periodizität der Quelle - durch Vergleich mit einem benachbarten Zeitrahmen. Neben der integralen Zählrate ist auch die in Abschnitt 2.5 näher untersuchte Form des Neutronenpulses von Interesse.

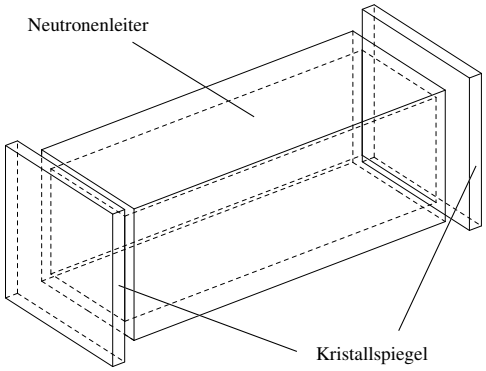



Abbildung 2.1: Ein Neutronenspeicher, bestehend aus zwei Kristallspiegel und einem Neutronenleiter.

Die Anzahl der detektierten Neutronen ist neben der Speicherzeit auch von einer großen Reihe anderer Parameter abhängig. Diese reichen von den Eigenschaften der Kristallspiegel und des Neutronenleiters über ihre Ausrichtung bezüglich des einfallenden Strahls, ihre Ausrichtung zueinander, der Qualität des Vakuums, der Effizienz des Füll- und Entleermechanismus bis hin zu Umwelteinflüssen wie Vibrationen. Ein Großteil der bisherigen Arbeiten an dem Neutronenspeicher widmete sich der Charakterisierung dieser Einflüsse. Eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse findet sich in Kapitel 3. Neben den experimentell zugänglichen Parametern (etwa der Justierung des Neutronenleiters) existieren auch solche, die praktisch nicht zugänglich sind, oder aufwendige Umbauarbeiten benötigen würden (etwa die Oberflächenwelligkeit und Länge des Neutronenleiters). Hier setzt eine Monte-Carlo Computersimulation an, die es ermöglicht den genauen Grund und Ort zu erfahren, wenn ein Neutron im Speicherprozess verloren geht. Gleichzeitig ist die Orts- und Impulsverteilung der gespeicherten Neutronen zu einem beliebigen Zeitpunkt zugänglich. In Kombination mit dem Experiment - welches die Ergebnisse der Simulation verifiziert - lässt sich somit der gesamte Speichervorgang analysieren.

### 2.1.1 Reflexion an einem Perfektkristall

Betrachten wir die Reflexion eines Neutrons an einer Perfektkristallplatte. Unter der Annahme, dass die für die Reflexion verantwortlichen Netzebenen parallel zur Oberfläche orientiert sind (ihr Normalvektor $\hat{n}$ senkrecht auf die Oberfläche steht), ist die Voraussetzungen für den symmetrischen Bragg-Fall gemäß Abb. 2.2 gegeben. $k$ sowie $k'$ seien die Wellenvektoren des einfallenden und des reflektierten Neutrons. In erster Näherung wird die Reflexion von Neutronen durch die aus der klassischen Optik bekannten Bragg-Bedingung

$$n\,\lambda_B = 2\,d_{hkl}\,\sin\theta_B \tag{2.1}$$

beschrieben. Sie verbindet den Gitterebenenabstand $d_{hkl}$ der für die Reflexion verantwortlichen Netzebenen mit dem Einfallswinkel $\theta_B$ und der reflektierten Wellenlänge $\lambda_B$. $n$ steht für die Ordnung der Reflexion. Die Bragg-Bedingung besagt somit, dass ein Neutron mit Wellenlänge $\lambda_B$ genau dann reflektiert wird, wenn es unter einem Winkel von $\theta_B$ einfällt, und bei jedem anderen Winkel transmittiert wird. Für die Neutronenspeicherung wird der Einfallswinkel nahe 90° gewählt, wodurch sich der Betrag des Wellenvektors $k_B$, welcher

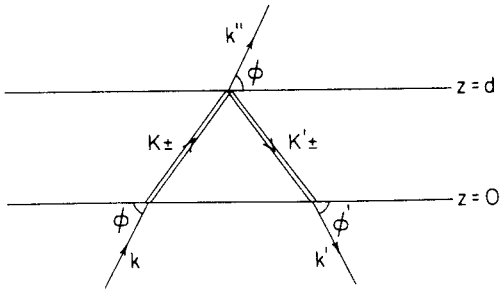



Abbildung 2.2: Darstellung des symmetrischen Bragg-Falls bei Reflexion an den Netzebenen parallel zur Oberfläche [16].

die Bragg-Bedingung erfüllt, zu

$$k_B = \frac{2\pi}{\lambda_B} = \frac{\pi}{d_{hkl}} \tag{2.2}$$

ergibt. Die Bragg-Bedingung gibt zwar einen ersten Anhaltspunkt über die Natur des Reflexionsprozesses, eine korrekte und umfassende Beschreibung ist jedoch nur im Rahmen der *Dynamischen Beugungstheorie* [16, 44] möglich. Sie beinhaltet die Entstehung des reflektierten Strahls aus den im Inneren des Kristalls überlagerten Wellenfeldern. Hierbei wird die zeitunabhängige Schrödingergleichung für ein periodische Anordnung der Streuzentren (den Gitteratome im Kristall) gelöst. Da der lineare Absorptionskoeffizient von thermischen Neutronen in Silizium in der Größenordnung von $10^{-4}\,\mathrm{mm}^{-1}$ liegt, ist im Normalfall eine Behandlung ohne Absorption gerechtfertigt. Für die Reflexion einer Kristallplatte findet man nach [45]

$$R(y) = \begin{cases} \frac{\sinh^2(A\sqrt{1-y^2})}{1-y^2+\sinh^2(A\sqrt{1-y^2})} & |y| < 1 \\ \frac{A^2}{A^2+1} & |y| = 1 \\ \frac{\sin^2(A\sqrt{y^2-1})}{y^2-1+\sin^2(A\sqrt{1-y^2})} & |y| > 1 \end{cases} \tag{2.3}$$

Die Größen $A$ und $y$ charakterisieren hierbei die Dicke der Kristallplatte und die Abweichung des Wellenvektors des einfallenden Neutrons von der exakten Bragg-Bedingung.

$$A = \frac{\pi D}{\triangle_0} = \frac{k_B D}{k\ \Lambda} = \frac{2\pi N b_c}{k\ \mathrm{f_{0G}}} D \tag{2.4}$$

In dieser Gleichung entspricht $\triangle_0$ der *Pendellösungslänge* und $\Lambda$ der *charakteristischen Länge*. $Nb_c$ ist die *kohärente Streulängendichte* des Kristalls und $\mathrm{f_{0G}}$ ein für die Stärke des Reflexes charakteristischer Faktor, der sich aus den Strukturfaktoren der Einheitszelle für Vorwärtsstreuung $\mathrm{F_0}$ und der durch den Gittervektor $\vec{G}$ charakterisierten Braggreflexion $\mathrm{F_G}$ ergibt. $\mathrm{f_0}$ und $\mathrm{f_G}$ sind die zugehörigen Phasenfaktoren und $e^{-W_G}$ der *Debye-Waller* Faktor der entsprechenden Reflexion [44].

$$\mathrm{f_{0G}} = \left|\frac{\mathrm{F_0}}{\mathrm{F_G}}\right| = \left|\frac{\mathrm{f_0}}{\mathrm{f_G}\ e^{-W_G}}\right| \tag{2.5}$$

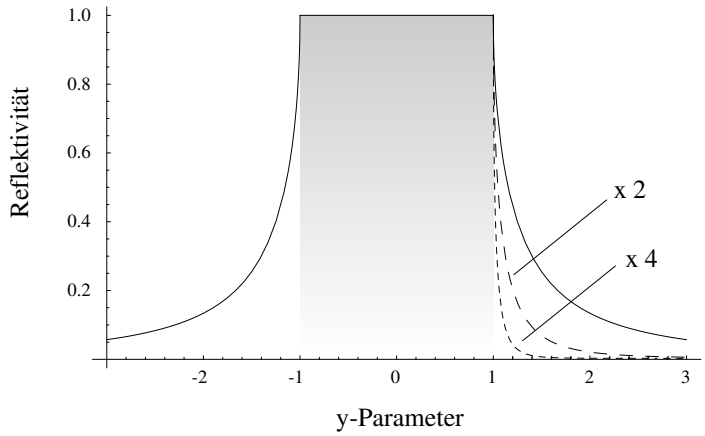



Abbildung 2.3: Gemittelte Reflektivität einer Kristallplatte als Funktion des dimensionslosen Parameters $y$ nach der Dynamischen Beugungstheorie. Angedeutet ist das Verhalten bei Mehrfach-Reflexion für 2 und 4 aufeinander folgende Reflexionen [46].

Der Parameter $y$ ist für den symmetrischen Bragg-Fall durch (2.6) definiert.

$$y = -\mathrm{f}_{0\mathrm{G}} \left(1 + \frac{k^2}{8\pi N b_c}\alpha\right), \quad \alpha = \frac{1}{k^2}(G^2 + 2\vec{k}\vec{G}) \tag{2.6}$$

Die Reflektivität $R(y)$ einer Kristallplatte lässt sich somit durch den dimensionslosen Parameter $y$ beschreiben. $y$ selbst ist durch das Skalarprodukt $\vec{k}\vec{G}$, also durch die Wellenlänge des einfallenden Neutrons und die relative Lage des Wellenvektors zum Gittervektor $\vec{G}$ bestimmt. Im Fall von dicken Kristallen ($D \gg \Lambda$) nähert sich die Reflektivität, wie in Abb. 2.3 ersichtlich, im Bereich $|y| < 1$ dem Grenzwert 1 an. Dieser Bereich wird auch als *Darwin gap* bezeichnet, der Wert von $R(y)$ in diesem Bereich als *Darwin plateau*. Für $|y| > 1$ oszilliert die Intensität sehr stark mit $y$. Diese Oszillationen liegen aber für große Werte von A so nahe zusammen, dass sie experimentell nicht mehr aufgelöst werden können und über sie gemittelt werden kann. (2.3) vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |y| \leq 1 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} & |y| > 1 \end{cases} \tag{2.7}$$

Bezieht man zusätzlich die Absorption in die Berechnung der Reflektivität des Si-Perfektkristalls ein, erhält man die in Abb. 2.4 wiedergegebene Funktion. Mit der in [37] verwendeten Definition von $\triangle_k$ nach

$$\triangle_k = \frac{2\pi N b_c}{k_B^2} \tag{2.8}$$

lässt sich (2.6) weiters schreiben als

$$y = -\mathrm{f}_{0\mathrm{G}} \left(1 + \frac{1}{\triangle_k}\left(1 - \frac{k_z}{k_B}\right)\right) \quad . \tag{2.9}$$

Darin drückt sich die Tatsache aus, dass nur die Komponente des Wellenvektors parallel zum Gittervektor $\vec{G}$ in die Beschreibung des Reflexionsverhalten eingeht. Dies hat die Konsequenz, dass eine senkrecht zu $\vec{G}$ angreifende Kraft (z.B. Gravitation) keine Änderung der Reflexionswahrscheinlichkeit bewirkt [37].

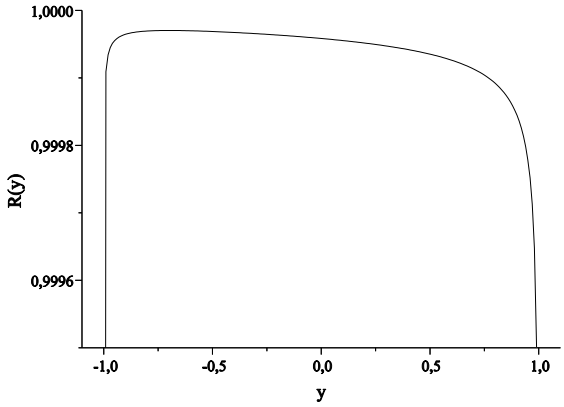



Abbildung 2.4: Reflektivität des Silizium-Perfektkristalls unter Berücksichtigung der Absorption. Übernommen aus [47].

### 2.1.2 Reflexion an einem Neutronenleiter

Bei Neutronenleitern verwendet man die aus der Lichtoptik bekannte Tatsache, dass es aufgrund von unterschiedlichen Brechungsindizes zur Totalreflexion unter kleinen Einfallswinkeln kommen kann. Der Brechungsindex für Neutronen der Wellenlänge $\lambda$, welche auf ein Material der Streulänge $b$ und der Atomzahldichte $N$ auftreffen, ist durch

$$n \doteqdot \frac{v}{v_0} \Rightarrow n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N b_c}{2\pi} = 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \tag{2.10}$$

definiert. In (2.10) ist die Tatsache ausgedrückt, dass die Absorption $\sigma_a$ außer bei stark absorbierenden Materialien meist zu vernachlässigen ist. Unter der Bedingung $\lambda \ll \lambda_c$ lässt sich (2.10) in eine Taylor-Reihe entwickeln und nimmt die Form

$$n \approx 1 - \frac{\lambda^2 N b_c}{2\pi} \qquad (+\ \imath\sigma_a \frac{\lambda N}{4\pi}) \tag{2.11}$$

an. Da die Streulänge $b$ für die meisten Materialien positiv ist, stellt (im Gegensatz zur Lichtoptik) für Neutronen das Vakuum (bzw. Luft) meist das optisch dichtere Medium dar. Neutronen, die unter kleinen Winkeln auf ein Leitermaterial treffen, werden somit an dessen Oberfläche reflektiert, wobei sich der kritische Winkel der Totalreflexion zu

$$\theta_c = \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{\pi}{N b_c}}} = \frac{\lambda}{\lambda_c} \tag{2.12}$$

ergibt [16]. Die Reflektivität eines Neutronenleiters ergibt sich demnach zu

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |\theta| \le \theta_c \\ \left| \frac{1-\sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2}}{1+\sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2}} \right|^2 & |\theta| > \theta_c \end{cases}, \tag{2.13}$$

wobei diese Formel für eine ebene Fläche ohne Absorption gilt. Neben der Absorption setzt auch die Oberflächenbeschaffenheit der erreichbaren Reflektivität Grenzen. In [48] ist der

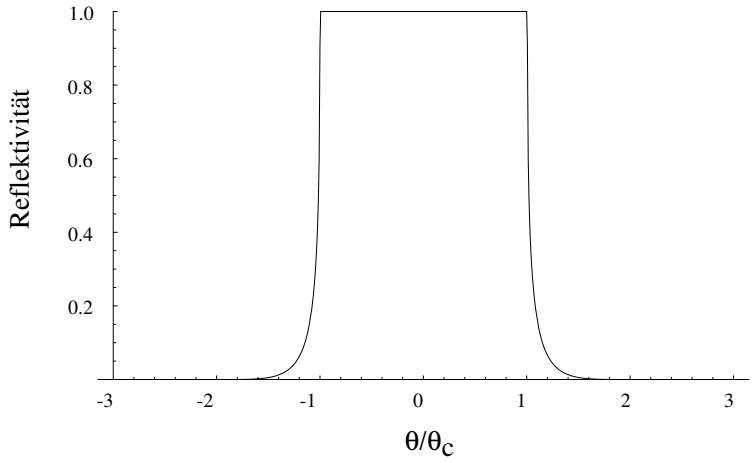



Abbildung 2.5: Reflektivität einer ebenen Neutronenleiterfläche ohne Absorption nach Gleichung (2.13).

Einfluss von Oberflächenfehlern für thermische, kalte und ultrakalte Neutronen behandelt, welche sich in eine Mikrorauhigkeit und eine makroskopische Welligkeit zusammen fassen lassen. In [49] ist ein Konzept für die Berechnung dieser Kombination angeführt. Unter Berücksichtigung der makroskopischen Welligkeit und der Absorption ergibt sich die Reflektivität einer Neutronenleiterglasplatte aus Floatglas gemäß Abb. 2.6 [37].

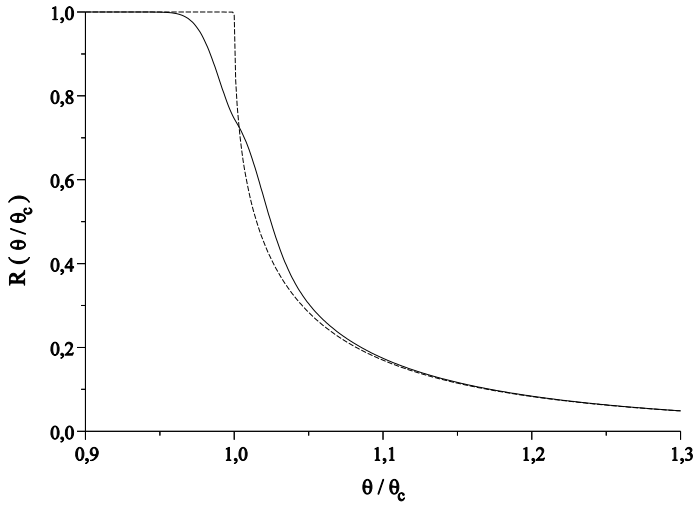



Abbildung 2.6: Die Reflektivität einer Floastglas-Neutronenleiterplatte unter Berücksichtigung der Absorption und der makroskopischen Welligkeit. Übernommen aus [37].

### 2.1.3 Das zusammengesetzte System

Setzt man nun die in den vorhergegangenen Kapiteln gewonnenen Erkenntnisse zusammen, ergibt sich ein Akzeptanzbereich für gespeicherte Neutronen im geschlossenen Speichervolumen aus Kristall und Leiter. Im symmetrischen Bragg-Fall lässt sich die Reflexion am

Perfektkristall durch ein zweidimensionales Problem beschreiben. Mit den Definitionen

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_B \pm \delta\theta \\ k_z &= k\cos(\delta\theta) \\ \delta k &= k - k_B \end{aligned} \tag{2.14}$$

lässt sich $y$ für kleine Abweichung des Betrages des Wellenvektors ($\delta k \ll k_B$) und kleine Winkelabweichungen von der Bragg-Bedingung schreiben als

$$y = -\mathrm{f_{0G}}\left(1 + \frac{1}{\triangle_k}\left(\frac{\delta\theta^2}{2} - \frac{\delta k}{k_B}\right)\right) \quad . \tag{2.15}$$

Betrachtet man die Grenzen des Totalreflexionsbereichs $y = \pm 1$ (vergleiche Abb. 2.3), kann ihr Verlauf als Funktion von $\delta\theta(\delta k/k_B)$ ausdrückt werden:

$$\begin{aligned} y = -1 \Rightarrow \delta\theta_-\left(\frac{\delta k}{k_B}\right) &= \pm\sqrt{2\left(\frac{\delta k}{k_B} - \triangle_k(1 + \frac{1}{\mathrm{f_{0G}}})\right)}, \quad \frac{\delta k}{k_B} \geq \triangle_k(1 - \frac{1}{\mathrm{f_{0G}}}) \\ y = +1 \Rightarrow \delta\theta_+\left(\frac{\delta k}{k_B}\right) &= \pm\sqrt{2\left(\frac{\delta k}{k_B} - \triangle_k(1 - \frac{1}{\mathrm{f_{0G}}})\right)}, \quad \frac{\delta k}{k_B} \geq \triangle_k(1 + \frac{1}{\mathrm{f_{0G}}}) \end{aligned} \tag{2.16}$$

Mit dieser Definition lässt sich der Akzeptanzbereich des zusammengesetzten Speichers veranschaulichen. In Abb. 2.7 sind die Ober- und Untergrenze des Darwin-gaps als Funktion der Abweichung des Winkels ($\delta\theta$) und des Wellenvektors ($\delta k/k_B$) von der exakten Bragg-Bedingung eingezeichnet. Sie erscheinen als parabelförmige Kurven, deren Abstand zueinander durch

$$\frac{\triangle k}{k_B}(\delta\theta) = \frac{2\triangle_k}{\mathrm{f_{0G}}} = \text{const.} \tag{2.17}$$

gegeben wird. Der Reflexionsbereich des Neutronenleiters wird durch seinen Grenzwinkel bestimmt und schneidet die Parabel-Fläche des Perfektkristalls an $\pm\theta_c$. Somit ergibt sich der Akzeptanzbereich des zusammengesetzten Systems zu der grau schattierten Fläche. Anzumerken sei hier, dass diese Darstellung nur für kleine Winkel gültig ist. Eine weiterführende Analyse des Akzeptanzbereichs findet sich in [37].

Gleichung (2.16) und Abb. 2.7 liefern einen ersten Anhaltspunkt für den Energie- und Winkelbereich, der mit dem zusammengesetzten System prinzipiell gespeichert werden kann. Sie setzen ein perfekt justiertes System voraus, in dem der Neutronenleiter exakt normal auf die Kristallplatten steht. Neben einer möglichen Fehljustierung des Leiters existieren in einem realen System jedoch auch verschiedene andere Einflüsse, die das Speichervermögen beeinflussen können. Zu den wichtigsten Einflüssen gehören der (für die Justierung des Leiters notwendige) Abstand zwischen Kristallplatten und Leiter, die Oberflächenbeschaffenheit des Leiters, der Abstand der Leiter-Glasplatten zueinander (32.5 $\mu$m), sowie auf Kristall und Leiter übertragene Vibrationen. Zu Untersuchung dieser Einflüsse wurde eine Computersimulation [50] durchgeführt, die auf den realen Bedingungen des an ISIS installierten Instruments basiert. Mit ihr lässt sich auch der Speicherprozess in Orts- und Impulsraum veranschaulichen. Wie aus Abb. 2.8 ersichtlich, werden die speicherbaren Neutronen, die gemäß ihrer Verteilung im IRIS Neutronenstrahl bei *VESTA* eintreffen (links oben) im Laufe von 100 Hin- und Rückreflexionen über den Neutronenleiterquerschnitt verteilt. Im Impulsraum bedeuten diese Reflexionen eine Filterung, die aus dem eintreffenden Spektrum jene Neutronen auswählen, die im oben beschriebenen Akzeptanzbereich liegen. Ergebnisse der Computersimulation bezüglich der Justierung der Komponenten sind in Abschnitt 3.3.1 eingegliedert.

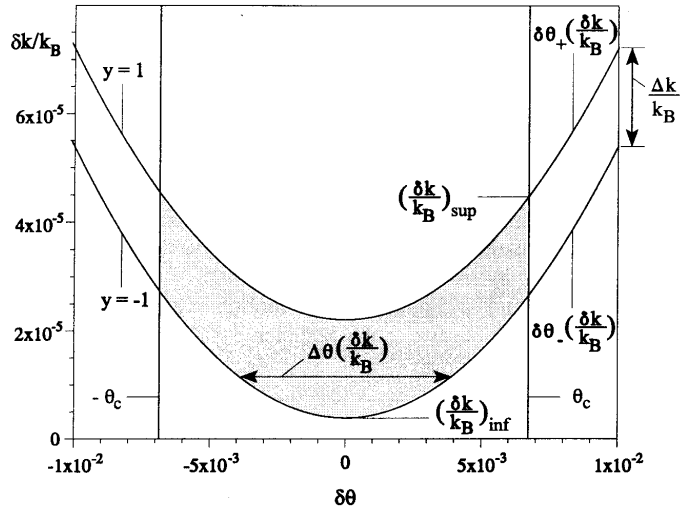



Abbildung 2.7: Darstellung des Reflektivitätsbereichs (Darwin gap, $y \leq |1|$) als Funktion der Abweichung des Winkels ($\delta\theta$) und des Wellenvektors ($\delta k/k_B$) von der exakten Bragg-Bedingung. $\theta_c$ bezeichnet den Grenzwinkel des Neutronenleiters. Übernommen aus [37].

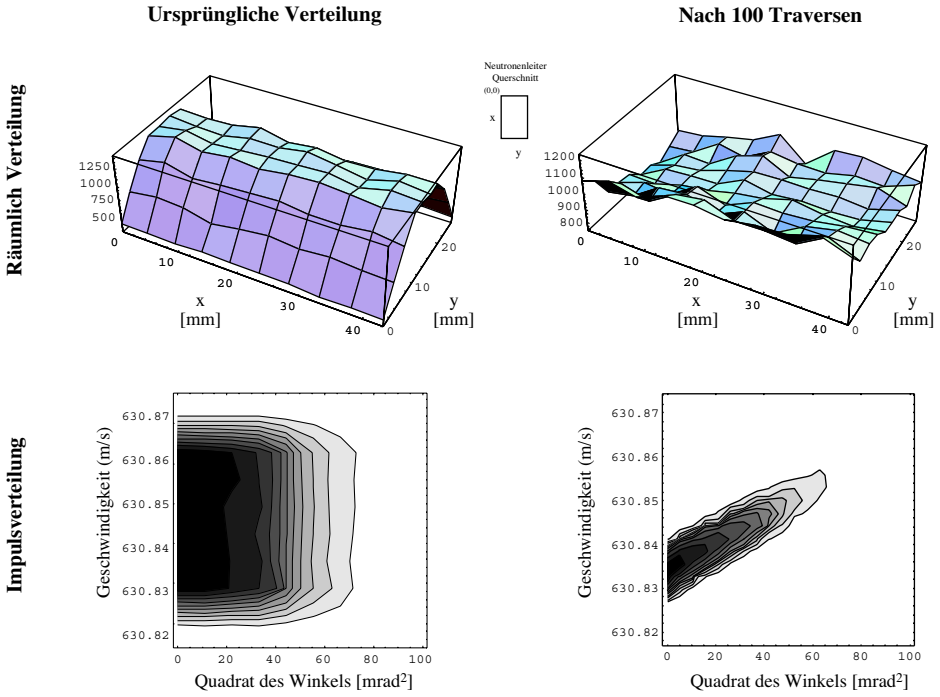



Abbildung 2.8: Ergebnis der Computersimulation: Die Verteilung der Neutronen im Orts- und Impulsraum bei ihrem Eintreffen am Speicher (links) und nach 100 Hin- und Rückreflexion (rechts).

## 2.2 Neutronen in Magnetfeldern

Die bemerkenswerteste Eigenschaft des Neutrons ist wohl die Tatsache, dass es ein magnetisches Dipolmoment der Größe $\frac{1}{2}\hbar$ besitzt, obwohl es nach außen elektrisch neutral ist.[1] Ein thermisches Neutron stellt ein nicht-relativistisches Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen dar, für das die Spinkomponentenoperatoren mit Hilfe der Pauli Spinmatritzen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -\imath \\ \imath & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

als

$$s_i = \frac{1}{2}\hbar\sigma_i, \quad (i = x, y, z)$$

geschrieben werden können. Die Erwartungswerte

$$\langle\sigma_i\rangle = \langle\chi|\sigma_i|\chi\rangle = P_i$$

bilden die Komponenten eines axialen Einheitsvektors, der als "Polarisationsvektor" bezeichnet wird. In Bezug auf eine beliebige Quantisierungrichtung kann das Neutron nur zwei mögliche Zustände einnehmen, die gebräuchlicherweise als "up" $|\uparrow\rangle$ und "down" $|\downarrow\rangle$ bezeichnet werden. Die Ausrichtung des Spins in einem externen Magnetfeld ($B_z$) ist mit einer Änderung der potentiellen Energie des Neutrons verbunden, der sogenannten *Zeeman-Aufspaltung*

$$\triangle E = \mp\mu_n B \tag{2.18}$$

wobei $\mu_n$ das experimentell bestimmte magnetische Moment des Neutrons ist. Für ein Ensemble von Teilchen, wie es ein Neutronenstrahl darstellt, muss neben der Bildung des quantenmechanischen Erwartungswertes auch noch eine klassische statistische Mittelung über die Wellenfunktionen der einzelnen Neutronen durchgeführt werden. Für N Teilchen erhält man dann

$$\vec{P} \equiv \overline{\vec{P_i}} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\langle\chi_i|\vec{\sigma}|\chi_i\rangle \quad .$$

Der Betrag eines so definierten Polarisationsvektors eines Ensembles $P \equiv |\vec{P}| \leq 1$ wird auch als Polarisationsgrad[2] des Neutronenstrahls bezeichnet. Das Gleichheitszeichen entspricht dem Fall eines vollständig polarisierten Strahls. Die Bewegungsgleichung des Polarisationsvektors $\vec{P}$ innerhalb eines homogenen Magnetfeldes entspricht formal der eines klassischen Dipols.

$$\frac{d}{dt}\vec{P} = -\gamma_n\vec{B}(t) \times \vec{P}(t) \tag{2.19}$$

$\gamma_n$ ist das gyromagnetische Verhältnis des Neutrons (-1.83247·$10^8$ Hz/T). Der Polarisationsvektor präzessiert dabei um die jeweilige momentane Feldrichtung mit einer Winkelgeschwindigkeit $\omega_L = |\gamma_n|\, B(t)$, die Präzession erfolgt im Uhrzeigersinn. Aus dieser Bewegungsgleichung lassen sich unmittelbar zwei Beziehungen ableiten:

$$\frac{d}{dt}P^2 = 2\vec{P}\,\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \quad \text{sowie} \quad \frac{d}{dt}(\vec{P}\cdot\vec{B}) = \vec{P}\,\frac{d\hat{B}}{dt} \quad . \tag{2.20}$$

[1] Die Suche nach einem etwaigen elektrischen Dipolmoment (EDM) stellt seit über 40 Jahren eine Herausforderung an experimentelle Möglichkeiten und führte zu wichtigen Adaptionen theoretischer Vorhersagen.

[2] Oft wird mit dem "Polarisationsgrad" auch nur die $z$-Komponente des Polarisationsvektors bezeichnet.

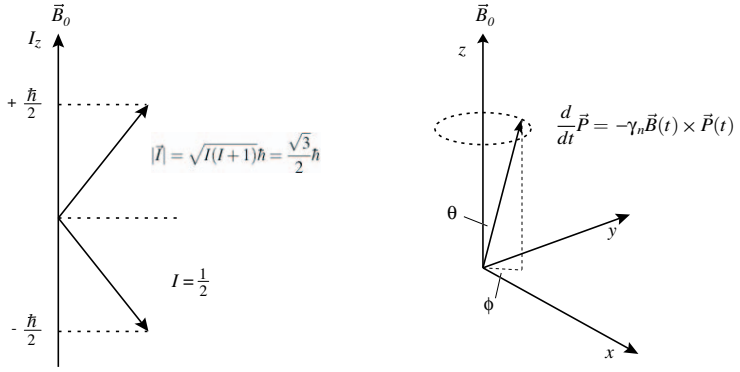



Abbildung 2.9: Ausrichtung und Bewegung eines magnetischen Moments in einem externen magnetischen Feld $B_0$.

Die Länge des Polarisationsvektors bleibt somit unabhängig vom zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes erhalten. Die Komponente in Feldrichtung ist genau dann eine Erhaltungsgröße, wenn sich diese Richtung nicht ändert. Es kann aber gezeigt werden, dass letzteres näherungsweise auch für den Fall gilt, dass sich die Magnetfeldrichtung nur langsam im Vergleich zur Lamorfrequenz ändert. Da es die potentielle Energie des Neutrons praktisch unverändert lässt, wird ein derartiges Magnetfeld auch als "adiabatisch" bezeichnet [23].

### 2.2.1 Rein räumlich oder rein zeitlich veränderliche Magnetfelder

Betrachten wir nun allgemein den Einfluss statischer und zeitabhängiger Magnetfelder auf Impuls und potentielle Energie eines Neutrons. Aufgrund des aus dem magnetischen Moment des Neutrons im äußeren Feld resultierenden Potentials ergibt sich die *Schrödingergleichung* (in dieser Form für nichtrelativistische Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen auch *Pauli-Gleichung* genannt) zu

$$\mathcal{H}\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_n}\vec{\nabla}^2 - \vec{\mu}\cdot\vec{B}(\vec{r},t)\right]\psi(\vec{r},t) = \imath\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t) \tag{2.21}$$

Für den Erwartungswert eines Operators (der Observablen) gilt:

$$\frac{d}{dt}\langle A\rangle = \left\langle\frac{\partial A}{\partial t}\right\rangle + \frac{1}{\imath\hbar}\langle[A,\mathcal{H}]\rangle \tag{2.22}$$

Eine beobachtete Größe bleibt somit genau dann konstant, wenn obige Gleichung Null ergibt. Im Falle eines statischen Magnetfeldes ergibt sich der *Hamilton-Operator* $\mathcal{H}$ zu

$$\mathcal{H}(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\vec{\nabla}^2 - \vec{\mu}\cdot\vec{B}(\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial t} = 0. \tag{2.23}$$

Aus

$$\frac{d}{dt}\langle\mathcal{H}\rangle \ = \frac{dE}{dt} = 0 \qquad ([\mathcal{H},\mathcal{H}] = 0)$$

folgt, dass es zu keiner Änderung der Gesamtenergie $E = \langle\mathcal{H}\rangle$ kommt, sehr wohl aber zu einer (gegenläufigen) Änderung von potentieller und kinetischer Energie. Für den Impuls ($\vec{p} = -\imath\hbar\vec{\nabla}$) sowie die potentielle Energie gilt hierbei

$$[\vec{p},\mathcal{H}(\vec{r})] = \imath\hbar\vec{\mu}[\vec{\nabla},\vec{B}(\vec{r})] \neq 0, \qquad [-\vec{\mu}\cdot\vec{B}(\vec{r}),\mathcal{H}(\vec{r})] = \frac{\mu\hbar^2}{2m}\vec{\sigma}\cdot[\vec{B}(\vec{r}),\vec{\nabla}^2] \neq 0.$$

Im Falle einer reinen Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes wird auch der *Hamilton-Operator* zeitabhängig:

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\vec{\nabla}^2 - \vec{\mu}\cdot\vec{B}(\vec{t}) \tag{2.24}$$

Aus

$$\left\langle \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \right\rangle = \frac{d}{dt}\langle \mathcal{H} \rangle = \frac{dE}{dt} \neq 0$$

folgt, dass die Gesamtenergie in rein zeitabhängigen Feldern nicht erhalten bleibt während der Impuls unter der Annahme der räumlichen Homogenität ($\vec{\nabla}\vec{B}(t) = 0$) erhalten bleibt.

$$[\vec{p}, \mathcal{H}(t)] = [-\imath\hbar\vec{\nabla}, -\frac{\hbar^2}{2m}\vec{\nabla}^2 - \mu\vec{\sigma}\cdot\vec{B}(t)] = 0$$

Die Änderung in der Energie $E$ muss somit aus einer Änderung der potentiellen Energie stammen:

$$[-\vec{\mu}\cdot\vec{B}(t), \mathcal{H}(t)] = \frac{\hbar^2}{2m}\vec{\mu}\cdot\vec{B}(t)\vec{\nabla}^2 \neq 0$$

Die Erkenntnisse aus diesem Abschnitt lassen sich in Abb. 2.10 zusammenfassen.

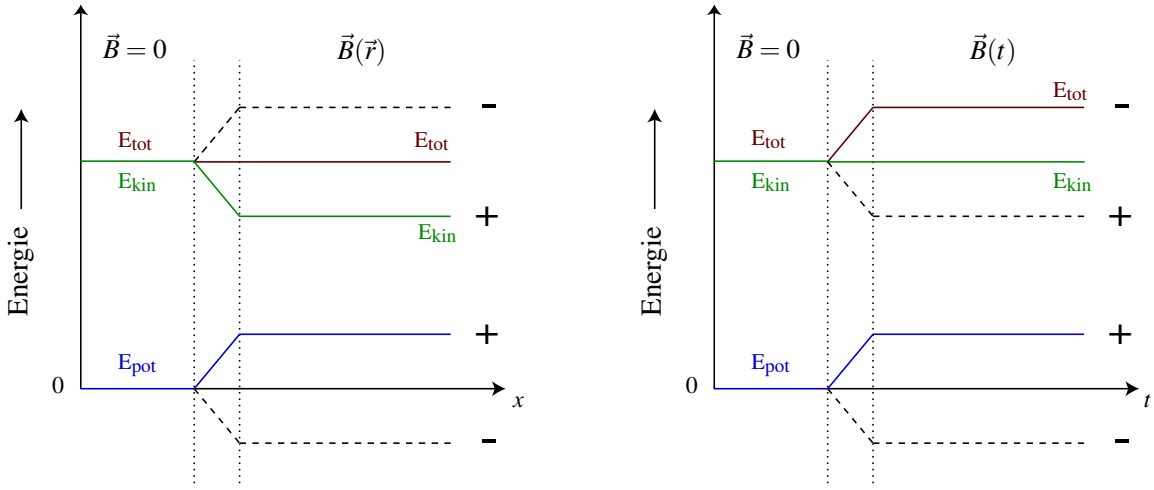



Abbildung 2.10: Energieänderung in räumlich oder zeitlich veränderlichen Magnetfeldern. Links: In zeitlich konstanten Magnetfeldern bleibt die Gesamtenergie erhalten. Eine Änderung der potentiellen Energie erfolgt auf Kosten der kinetischen Energie. Rechts: In zeitlich veränderlichen, räumlich konstanten Magnetfeldern bleibt die kinetische Energie erhalten. Eine Änderung der potentiellen Energie führt somit zu einer Änderung der Gesamtenergie.

### 2.2.2 Einfluss von statischen Magnetfeldern auf die Reflektivität

Betrachten wir nun die Auswirkungen der durch (2.18) beschriebenen Energieänderung von Neutronen in statischen Magnetfeldern auf das Reflexionsverhalten an Perfektkristallen. Beim Eintreten der Neutronen in das Magnetfeld wird ihre kinetische Energie gegenläufig zu der Änderung ihrer potentiellen Energie verändert. Für den Wellenvektor $k$ bedeutet dies eine Verschiebung gemäß

$$k' = \sqrt{k \pm B \, \frac{\mu 2 m_n}{\hbar^2}}$$

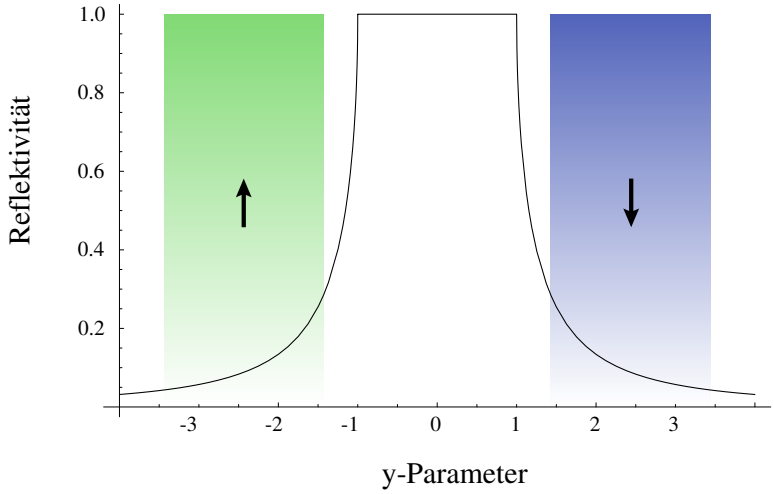



Abbildung 2.11: Darstellung der Verschiebung des Reflexionsparameters im Magnetfeld. Neutronen, die sich ohne Magnetfeld im Totalreflexionsbereich befinden, werden aufgrund der Änderung ihrer Wellenvektoren aus diesem Bereich verschoben.

Wie in Abb. 2.11 dargestellt, bedeutet dies, dass Neutronen, die ursprünglich im Totalreflexionsbereich des Perfektkristalls gelegen sind, durch das Magnetfeld aus diesem Bereich verschoben werden. Aus der Sicht des Perfektkristalls bedeutet dies, dass seine Reflexionskurve zu höheren bzw. niederen Energien verschoben wird (Abb. 2.12). Ausgehend von (2.9) ergibt sich die Änderung des $y$-Parameters (Magnetfeld in Richtung $\hat{y}$, Flugrichtung der Neutronen in $\hat{z}$) zu

$$\triangle y = y^{\pm} - y = \mp \mathrm{f_{0G}} \frac{m_n |\mu_s| B}{2\pi\hbar^2 N b_c} \frac{k_B}{k_z} \tag{2.25}$$

Für dicke Kristalle folgt aus (2.7) unter Vernachlässigung der Absorption (R+T=1)

$$T(y) = \begin{cases} |y| \leq 1 & 0 \\ |y| > 1 & \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} \end{cases} \quad . \tag{2.26}$$

Da sich durch Anlegen des Magnetfeldes der $y$ Wert der Neutronen um den Betrag $\triangle y$ ändert, muss auch $T(y)$ durch $T(y + \triangle y)$ ersetzt werden. Die integrale Transmissionswahrscheinlichkeit $I_{ba}^{\pm}$ einer Spinkomponente einer Neutronenverteilung mit zwischen $y_a$ und $y_b$

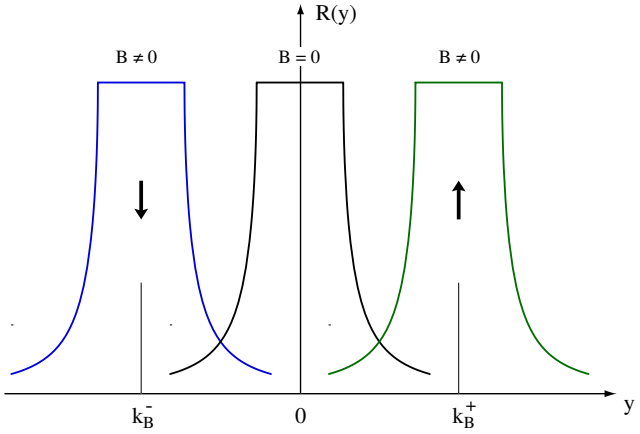



Abbildung 2.12: Alternative Darstellung der Verschiebung der Reflexionskurven aus [51]. Der Totalreflexionsbereich verschiebt sich bei vorhandenem externen Magnetfeld zu Neutronen höherer bzw. niedrigerer Energie.

gleich-verteilten $y$-Werten erhält man aus der Integration

$$I_{ba}^{\pm}(\triangle y) = \frac{1}{y_b - y_a} \int_{y_a+\triangle y}^{y_b+\triangle y} T(y)dy \quad . \tag{2.27}$$

Abb. 2.13 zeigt das Ergebnis der berechneten Transmissionswahrscheinlichkeit [37] als Funktion des anliegenden Magnetfeldes. Bei etwa 1.5 T wird eine Transmissionswahrscheinlichkeit von 90% erreicht. Wird, wie in Abschnitt 3.3.3 experimentell gezeigt, ein Magnetfeld von 1 T angelegt, sinkt die Transmissionswahrscheinlichkeit auf etwa 60% ab.

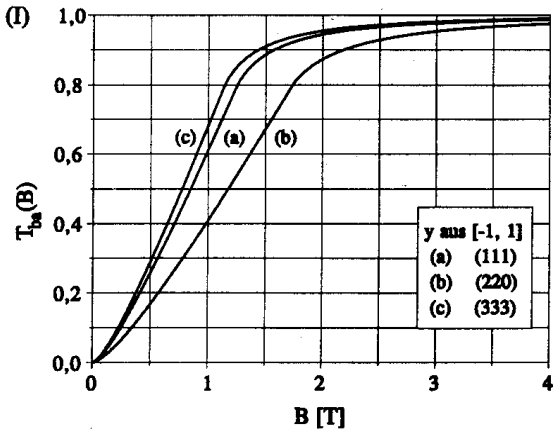



Abbildung 2.13: Transmissionswahrscheinlichkeit einer Neutronenverteilung durch eine Siliziumkristallplatte bei Anlegen eines Magnetfeldes. Für die verschiedenen Siliziumreflexe wird die Verteilung der Neutronen im y-Intervall [-1,1] als gleich verteilt angenommen. Übernommen aus [37].

### 2.2.3 Der Radio-Frequenz Spinflipper

Der RF Resonanz-Spinflipper nützt nun sowohl die Energieaufspaltung eines stationären Führungsfeldes als auch die Wechselwirkung mit einem zeitabhängigen (oszillierenden) Magnetfeld. In der Regel besteht es aus einer Spule, die ein magnetisches Wechselfeld in Flugrichtung der Neutronen erzeugt und sich in einem äußern Magnetfeld $B_0$ befindet. Im Falle eines rotierendes Magnetfelds $B_1$, welches senkrecht zu dem statischen Führungsfeld $B_0$ steht

$$\vec{B}_{ges}(\vec{x},t) = \begin{pmatrix} B_1(\vec{x})\cos\omega t \\ B_1(\vec{x})\sin\omega t \\ B_0(\vec{x}) \end{pmatrix} \tag{2.28}$$

lässt sich die Pauli-Gleichung (2.21) durch Transformation in ein rotierendes Koordinatensystem exakt lösen [52, 23]. Die Wahrscheinlichkeit, ein Neutron zum Zeitpunkt T im invertierten Polarisationszustand vorzufinden, ergibt sich dabei zu

$$W_{flip}(T) = \frac{\sin^2\left(\frac{\gamma_n B_1 T}{2}\sqrt{1+\left(\frac{B_0+\frac{\omega}{\gamma_n}}{B_1}\right)^2}\right)}{1+\left(\frac{B_0+\frac{\omega}{\gamma_n}}{B_1}\right)^2}. \tag{2.29}$$

Stimmt die Frequenz des Feldes mit der *Lamorfrequenz* des Neutrons überein, kommt es zu einem Umklappen der Spins und einer Änderung der kinetischen Energie von $\triangle E = \mp 2\mu B_0$. In der Praxis werden allerdings statt rotierenden meist oszillierende RF-Felder

$$\vec{B}(x,t) = B_1\hat{x}\cos\omega t + B_0\hat{z}$$

verwendet, die als Überlagerung zweier gegenläufig rotierender Felder betrachtet werden können. Durch das zweite Feld entsteht ein zusätzliches Feld im rotierenden Koordinatensystem. Dies bedingt eine Verschiebung der effektiven Feldrichtung und somit auch eine Änderung der Resonanzfrequenz. Diese sogenannte *Bloch-Siegert-Shift* ist in erster Näherung gegeben durch:

$$\omega_r = -\gamma_n B_0\left(1+\frac{B_1^2}{4B_0^2}\right) \tag{2.30}$$

Da für den Fall des Resonanzflippers $B_1 \ll B_0$ gilt ($B_0 = 1$ T, $B_1 \approx 5$ G), kann diese Verschiebung vernachlässigt werden und das oszillierendes Feld analog dem rotierenden Feld behandelt werden. Zu beachten ist jedoch, dass nur dessen halbe Amplitude effektiv wirksam ist.

$$B_{osz} = \frac{1}{2}B_{rot} \tag{2.31}$$

#### Die Resonanzbedingungen des RF-Flippers

Für den hier diskutierten Resonanzflipper lässt sich Gleichung (2.29) weiter umformen. Die Zeit $T$ kann durch diejenige Zeit ersetzt werden, die das Neutron für das Durchqueren der RF-Spule benötigt. Sie ist durch die effektive Länge der Spule $l$ und die Geschwindigkeit des Neutrons $v_n$ bestimmt ($l/v_n$) [53]. Unter Verwendung von (2.31) sowie der De-Broglie-Wellenlänge ($\lambda = h/m_n v_n$) ergibt sich die Flip-Wahrscheinlichkeit zu

$$W_{flip}(\lambda, l, B_0, B_{\mathrm{rf}}, \omega) = \frac{\sin^2\left(\lambda B_{\mathrm{rf}} l \frac{\pi \mu_n m_n}{h^2} \sqrt{1 + \left(\frac{2\left(B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n}\right)}{B_{\mathrm{rf}}}\right)^2}\right)}{1 + \left(\frac{2\left(B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n}\right)}{B_{\mathrm{rf}}}\right)^2} \ . \tag{2.32}$$

Wie aus (2.32) ersichtlich, wird eine vollständige Invertierung der Neutronenspins ($W_{flip}$=1) erreicht, wenn zwei voneinander unabhängige Bedingungen für Frequenz und Amplitude des RF-Feldes erfüllt werden. Die so genannte "*Frequenzbedingung*" ($\omega = 2\pi f$) ergibt sich zu

$$B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n} = 0 \quad \rightarrow \quad \begin{cases} \omega_{Res} = \frac{2\mu_n B_0}{\hbar} \\ f_{Res} = \frac{2\mu_n B_0}{h} \end{cases} \tag{2.33}$$

und führt dazu, dass sich der Ausdruck in der Wurzel und im Zähler auf 1 reduziert. Weiters muss die so genannte "*Amplitudenbedingung*" erfüllt sein:

$$\frac{\mu_n B_{\mathrm{rf}}}{2\hbar} \frac{l}{v_n} = \frac{\pi}{2} \quad \rightarrow B_{\mathrm{rf}} = \frac{\pi\hbar}{\mu_n} \frac{v_n}{l} = \frac{h^2}{2\mu_n l \lambda m_n} \quad . \tag{2.34}$$

Bei kurzen Spulen ändert sich das Hochfrequenz-Magnetfeld stark entlang der Achse, sodass die effektive Länge $l$ einer solchen Spule oft nicht eindeutig definiert ist. Betrachten wir hierzu das Wegintegral von Neutronen, die axial eine Spule mit $N_t$ Windungen durchqueren, welche von einem Strom $I_m$ durchflossen wird. Unter den Voraussetzungen, dass die Spulenlänge kurz gegenüber der emittierten Wellenlänge ist, und die Flugbahn des Neutrons bis weit außerhalb der Spule - wo das RF Feld annähernd Null ist - betrachtet wird, gilt für einen Spinflip der Ordnung $m$ nach [54] (Magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\mathrm{Vs/Am}$)

$$\frac{(2m+1)}{|\mu_n|} \pi v_n \hbar = \int B_{\mathrm{rf}} ds \cong \mu_0 N_t I_m \ . \tag{2.35}$$

Die notwendige Stromamplitude für einen Spinflip der Ordnung "0" ergibt sich somit zu

$$I_0 = \frac{v_n h}{2|\mu_n|\mu_0 N_t} = \frac{h^2}{2\mu_n \mu_0 N_t m_n \lambda} \ . \tag{2.36}$$

### 2.2.4 Experimentelle Bestätigungen

Im folgenden Abschnitt möchte ich einige Experimente vorstellen, mit denen die theoretischen Vorhersagen der letzten beiden Abschnitte experimentell bestätigt wurden. Die in diesen Publikationen vorgestellten Parameter der Anlagen dienten auch zu einer ersten Abschätzung eines möglichen Versuchaufbaus des neuen Neutronenspeichers. Weiters findet sich in [55] eine Untersuchung verschiedener Spinflipper mit unterschiedlichen Windungszahlen. Eine Diskussion der Flip-Wahrscheinlichkeit des realisierten Spinflippers anhand der gewählten Parameter erfolgt anschließend in Abschnitt 2.4.

### Longitudinaler Stern-Gerlach Effekt

Tritt ein Neutron in ein zeitlich homogenes, räumlich inhomogenes Magnetfeld ein, ändert sich seine kinetische Energie gegenläufig zur seiner potentiellen Energie. Diese Impulsänderung wird durch eine dem Feldgradienten proportionale Kraft

$$F = \nabla(\mu B) \overset{*}{=} (\mu\nabla)B, \qquad * \begin{cases} \nabla \times B = 0 \\ \nabla_i \ \mu_i = 0 \end{cases} \tag{2.37}$$

bewirkt. Hierbei gilt das zweite Gleichheitszeichen unter den mit "$*$" gekennzeichneten Bedingungen. Ein Gradient senkrecht zur Einfallsrichtung bewirkt eine Transversalbeschleunigung der Neutronen, die für die beiden Spineigenzustände in entgegengesetzte Richtung erfolgt. Es kommt zu einer räumlichen Trennung von Neutronen mit unterschiedlicher Spinausrichtung, dem klassischen *Stern-Gerlach* Effekt [56, 57]. Steht der Feldgradient jedoch

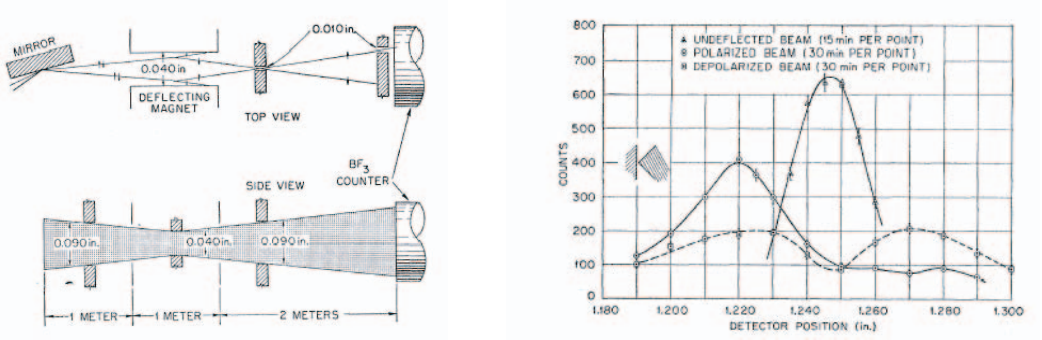



Abbildung 2.14: Versuchaufbau und Ergebnis eines klassisches Stern-Gerlach Experiments mit Neutronen nach [56]. Der unpolarisierte Neutronenstrahl wurde durch Einfügen eines Shim-Plättchens zwischen Spiegel und Magnet erzeugt.

parallel zur Ausbreitungsrichtung der Neutronen, kommt es zu einer reinen longitudinalen Impulsänderung. Dies entspricht einer spinabhängigen Abbremsung oder Beschleunigung der Neutronen und führt zu einer Änderung der De-Broglie-Wellenlänge ($\mu B \ll E$) gemäß

$$\lambda_\pm = \lambda \left(1 \mp \frac{\mu B}{2E}\right) \ . \tag{2.38}$$

In [58] wird diese Änderung an einem Si-Interferometer demonstriert. Neutronen der Wellenlänge $\lambda_0 = 1.865$ Å werden an der ersten Kristallplatte in Laue-Geometrie an den (400) Ebenen reflektiert. Durch zwei Cd-Blenden (1.4 mm) werden Neutronen ausgewählt, deren Ausbreitungsrichtung entlang des Zentrums des *Borrman-Fächers* liegt (siehe Abb. 2.15). Bei ihrem Eintritt in die zweite Kristallplatte, bewegen sich diese Neutronen exakt parallel zu ihrer Richtung in der ersten Platte. Die zweite Si-Platte befindet sich in einem homogenen Magnetfeld, wobei sichergestellt wurde, das die Neutronen nur einem Feldgradienten entlang ihrer Flugbahn ausgesetzt sind. Die Änderung der Wellenlänge $\delta\lambda$ im homogenen Magnetfeld ist auch mit einer Änderung des Bragg-Winkels $\delta\theta$ gemäß

$$\delta\theta = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \tan\theta_B$$

verbunden. Die Tatsache, dass sich die Ausbreitungsrichtung $\Omega$ des Wellenfeldes im Kristall gemäß

$$\Omega \approx \delta\theta \frac{E}{|V_G|} 2\sin^2\theta_B$$

ändert, führt unter den Bedingungen[3] $E \gg V_G$ sowie $\delta\theta \ll 1$ zu einer Vervielfachung des Winkels $\delta\theta$. In dem hier wiedergegebenen Beispiel ergab sich $\Omega$ zu $4.4 \cdot 10^5\,\delta\theta$. Abb. 2.15 zeigt die Winkeländerung für verschiedene Magnetfeldstärken.

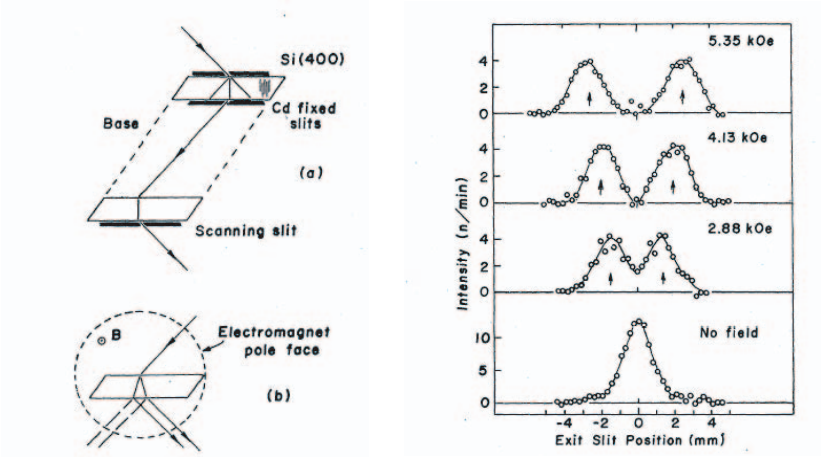



Abbildung 2.15: Nachweis der Wellenlängenänderung von Neutronen in einem Magnetfeld nach [58]. Beschreibung siehe Text.

Eine weitere Möglichkeit, die Wellenlängenänderung der Neutronen im longitudinalen Stern-Gerlach Effekt nachzuweisen, wird in [59] demonstriert. Die kinetischen Energie $E_k$ der Neutronen ergibt sich im Inneren des Magnetfeldes zu

$$E'_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \mp \mu B \quad \Rightarrow \quad k' = \sqrt{k \pm B\,\frac{\mu 2 m_n}{\hbar^2}}$$

woraus eine Änderung des $k$-Vektor ($\frac{2\pi}{\lambda}$) im Magnetfeld folgt. Diese Änderung kann mit einem *Doppler-Drive* Rückstreu-Spektrometer nachgewiesen werden (vergleiche Abb. 2.16). Der Doppler-Drive ermöglicht hierbei, die Energie der Neutronen zu variieren, ein semitransparenter Detektor registriert die rückgestreuten Neutronen in Relation zum Energieübertrag. Liegt kein Magnetfeld am zweiten Si-Kristall an, erreicht die Intensitätsverteilung der rückgestreuten Neutronen ($\lambda_0 = 6.28$ Å) sein Maximum bei einer Doppler-Verschiebung $\Delta E$ der primären Reflexion (Si-Kristall 1) von Null. Durch Anlegen eines Magnetfeldes (B = 1.964 T) am zweiten Kristall werden nun jene Neutronen reflektiert, deren Energie am Doppler-Drive gerade soviel verändert wurde, dass die resultierende Wellenlänge im Magnetfeld wiederum der Bragg-Bedingung entspricht. Da die Änderung der Wellenlänge im Magnetfeld Spin-abhängig ist, ergeben sich zwei voneinander getrennte Maxima bei unterschiedlichen Werten von $\Delta E$.

[3] $V_G$ ist die entsprechende Fourier-Komponente des Wechselwirkungspotentials, inklusive des Debye-Waller Faktors.

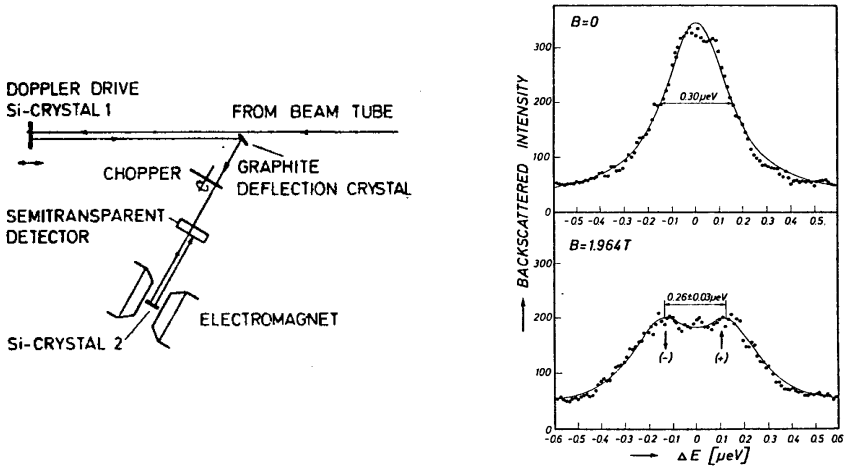



Abbildung 2.16: Nachweis der Änderung des kinetischen Energie von Neutronen in einem Magnetfeld nach [59] unter Verwendung eines Doppler Rückstreu-Spektrometers (links).

### Nachweis der Energieverschiebung bei magnetischer Resonanz

Für den ersten direkten Nachweis der Energieverschiebung bei magnetischer Resonanz wurde in [53] das bereits im vorhergehenden Experiment beschriebene Rückstreu-Spektrometer am FRJ-2 Reaktor in Jülich verwendet. Beim Durchqueren des RF-Spinflippers im homogenen Magnetfeld erfahren die Neutronen (je nach Spinausrichtung) eine Energieänderung von $\pm$ 2 $\mu B$. Unpolarisierte Neutronen einer bestimmten Energie werden somit in zwei Energiezustände aufgespalten, die sich um 4 $\mu B$ unterscheiden. Die RF-Spule bestand hierbei aus einem 1.5 mm Ø silberummantelten Kupferdraht, welcher in 10.5 Windungen auf einer Länge von 3.3 cm um einen 2 cm Ø Glas-Neutronenleiter gewickelt war. Nach der Reflexion am Si-Kristall 2 durchqueren die Neutronen erneut den konstant betriebenen Spin-Flipper und werden im semi-transparenten Detektor 2 registriert. Durch den Zusammenhang zwischen Energieübertrag am Doppler-Drive und Reflexion am Si-Kristall lässt sich wiederum jener Energieübertrag messen, welchen die Neutronen beim ersten Durchqueren des RF-Flippers erfahren haben. Abb. 2.17 zeigt die Intensitätsverteilung der rückgestreuten Neutronen als Funktion des Energieübertrags am Doppler-Drive. Die obere Messkurve bei abgeschaltetem Spinflipper entspricht der Instrumentauflösung. Die untere Messkurve zeigt eine Energieaufspaltung nahe dem erwarteten Wert von 0.474 $\mu$eV bei einem Magnetfeld von 1.964 T und einer Resonanzfrequenz von 57.289 MHz.

Der in Abb. 2.17 gezeigte Versuchsaufbau entspricht bereits einer weiterentwickelten Version des Experiments, bei dem eine Energieaufspaltung von 8 $\mu B$ beim doppelten Durchlaufen des Spinflippers gemessen werden könnte. Zu diesem Zweck müsste der Si-Kristall 2 durch eine Serie von Si-Kristallen mit unterschiedlichen Temperaturen ersetzt werden. Somit würden alle Neutronen im 4 $\mu B$ Bereich um $E_0$ reflektiert. Zusätzlich müsste ein $\frac{\pi}{2}$ Spindreher vor den Kristallen angebracht werden. Die Untersuchung der Energie der rückgestreuten Neutronen erfolgt über einen weiteren Si Kristall 3 und einen weiteren Detektor 3.

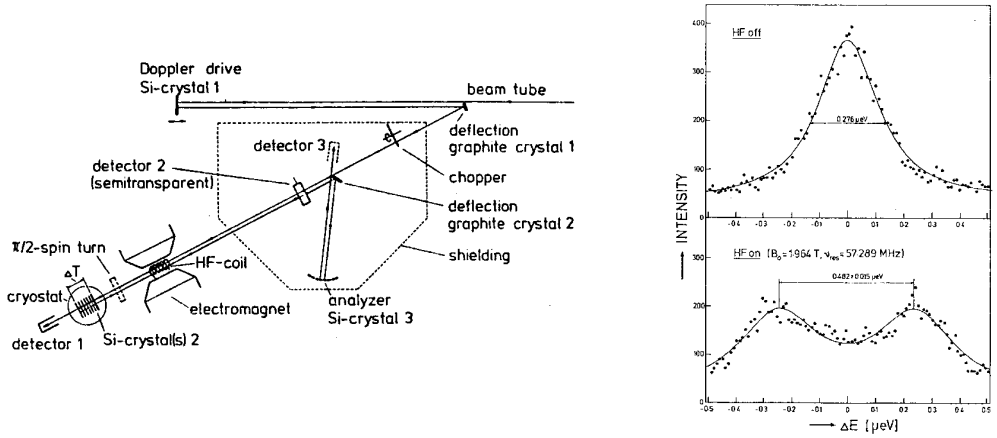



Abbildung 2.17: Aufbau und Ergebnis des Nachweises der Energieverschiebung bei magnetischer Resonanz aus [53]. Der gezeichnete Aufbau entspricht bereits dem Vorschlag einer weiterentwickelten Version des Experiments.

## 2.3 Konzept eines magnetisch geschaltenen Speichers

Mittels der in den beiden vorhergehenden Abschnitten präsentierten Grundlagen lassen sich verschiedene Arten des in Abb. 2.1 dargestellten Neutronenspeichers realisieren. Zum einen besteht die Möglichkeit, den Wellenvektor eines Neutrons durch ein statisches Magnetfeld zu beeinflussen. Beim Durchqueren des Magnetfeldes ändert sich die potentielle Energie des Neutrons um den Betrag $\triangle E = |\mu|\, B$. Aufgrund der Erhaltung der Gesamtenergie bei statischen Feldern ist dies mit einer Veränderung des Wellenvektors verbunden. Befindet sich nun dieses Magnetfeld am Ort der Kristallplatte, ergibt sich die Transmissionswahrscheinlichkeit der Neutronen gemäß Abb. 2.13. Zum anderen kann durch den in Abschnitt 2.2.3 vorgestellten RF-Spinflipper die Energie der Neutronen permanent um den Betrag $\triangle E = 2\,|\mu|\, B$ verändert werden. Neutronen, die sich vor dem Spinflipper außerhalb des Darwin-gaps befunden haben, können so in den Totalreflexionsbereich verschoben werden. Die Transmissionswahrscheinlichkeit durch den Kristallspiegel ergibt sich analog zu Abb. 2.13, jedoch wirkt sich das Magnetfeld in doppelter Stärke aus. Ein Vergleich diese Möglichkeiten findet sich in Abb. 2.18.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Neutronen, die sich nach der Wechselwirkung mit den Magnetfeldern jeweils im Darwin-gap befinden, aus unterschiedlichen Bereichen des einfallenden Neutronenspektrums stammen. Dank der relative breiten Reflexionskurfe des Graphit-Monochromators und der sehr geringen Energiedifferenzen ergibt sich an *VESTA* keine Auswirkung auf die Anzahl der zur Speicherung verfügbaren Neutronen. Eine Aneinanderreihung von $n$ RF-Flippern kann jedoch zur Trennung der einzelnen Spinkomponenten um $\triangle E = n \cdot 4|\mu|B$ verwendet werden [21]. Eine Kombination von RF-Flippern mit unterschiedlichen statischen Magnetfeldern eignet sich wiederum zur energetischen Fokussierung eines Neutronenspektrums [60].

Für den Neutronenspeicher bedeutet Abb. 2.18, dass die Art der Energieänderung bereits den Ort der Änderung festlegt. Während sich die statischen Magnetfelder am Ort der Kristallplatte befinden müssen, kann das RF-Spinflipper beliebig zwischen den Kristallplatten angebracht werde. Aufgrund des Streufeldes des Magneten eignet sich jedoch die Mitte des Speicherkristalls für das Anbringen des Magnetfeldes besonders.

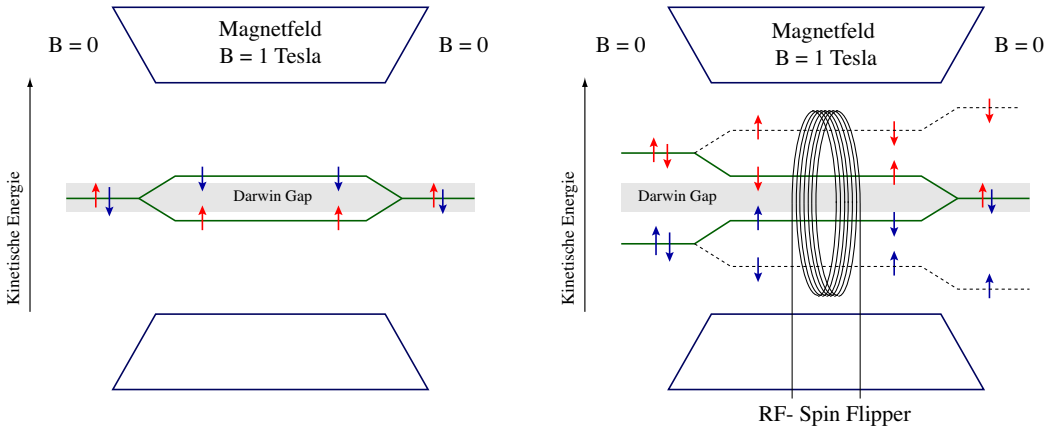



Abbildung 2.18: Vergleich der Energieänderungen für den Fall eines statischen Magnetfeldes ohne zusätzliche Resonanzspule (links), sowie unter Verwendung eines RF-Flippers (rechts).

Abb. 2.19 veranschaulicht die möglichen Bauformen, deren Prinzip in folgender Übersicht nochmals zusammengestellt ist. Gemäß dem Zeitpunkt ihrer Realisierung werden die Speicher als "Typ-I" und "Typ-II" bezeichnet. Wie in Abschnitt 4.1.1 näher beschrieben, sind die beiden Kristallspiegel an *VESTA* durch eine gemeinsame Kristallbasis miteinander verbunden.

**Typ -I :** Beim Eintreffen der Neutronen an der ersten Kristallplatte wird ihre kinetische Energie, die ursprünglich im Totalreflexionsbereich des Kristalls lag, durch ein gepulstes Magnetfeld soweit geändert, dass sie die Kristallplatte durchdringen können. Da die Zeit, die die Neutronen brauchen um durch die Platte zu treten, klein gegenüber der Pulsdauer ist, kann das Magnetfeld als annähernd statisch betrachtet werden. Nach Abklingen des Magnetpulses besitzen die Neutronen wieder ihre ursprüngliche Energie und werden zwischen den gegenüberliegenden Kristallspiegeln hin- und rückreflektiert, bis sie durch einen erneuten Magnetpuls an der zweiten Spiegelplatte in Richtung der Detektoren entlassen werden.

**Typ - II :** Neutronen, deren Energie ursprünglich nicht im Totalreflexionsbereich der Kristallplatten liegt, durchtreten die erste Spiegelplatte und werden in der Speichermitte durch einen Ein-Photonen-Austausch mit dem RF-Feld des Spinflippers in den Totalreflexionsbereich verschoben. Ihre Energie wird somit für den gesamten Speichervorgang geändert. Nach ihrer Reflexion an der zweiten Kristallplatte durchlaufen die Neutronen wieder das homogene Feld des Magneten. Um einen neuerlichen Energieübertrag zu verhindern ist es ausreichend, das nur wenige Gauss starke RF-Feld zu schalten. Analog kann den Neutronen durch Einschalten des RF-Feldes das Durchdringen der zweiten Kristallplatte ermöglicht werden.

Hier sei angemerkt, das bei einem Typ-II Speicher das Streufeld des Magneten dazu führen kann, dass die Spinausrichtung der Neutronen während der Messung erhalten bleibt[4], da die Reflexion am Silizium den Spinzustand nicht ändert. Somit durchlaufen die

[4]In Kapiltel 5 wird gezeigt, dass an *VESTA* das Streufeld des NMR Magneten etwa 50 G am Ort der Kristallplatten beträgt, und als Führungsfeld ausreicht.

unterschiedlichen Spin-Komponenten den Magneten jeweils mit leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Bei einer ursprünglichen Geschwindigkeit von 630.825 m/s der Silizium (111)-Reflexion ergeben sich die neuen Geschwindigkeiten in einem Magnetfeld von 1 T zu $v_{B\downarrow} = 630.816$ m/s bzw. $v_{B\uparrow} = 630.835$ m/s. Da der Unterschied relativ gering ist und sich nur während der Flugstrecke im homogenen Magnetfeld auswirkt (etwa 25 cm), ergibt sich im Rahmen der derzeit erreichbaren Speicherzeiten nur eine geringe Trennung der Neutronen mit unterschiedlicher Spinausrichtung (etwa 25 $\mu$s bei 1000 Traversen). Für längere Speicherzeiten sollte sich dies jedoch auf die Form des detektierten Neutronenpulses auswirken. Da bei einem Typ-I Speicher kein permanentes Magnetfeld vorhanden ist, depolarisiert der Neutronenstrahl in ihm vollständig.

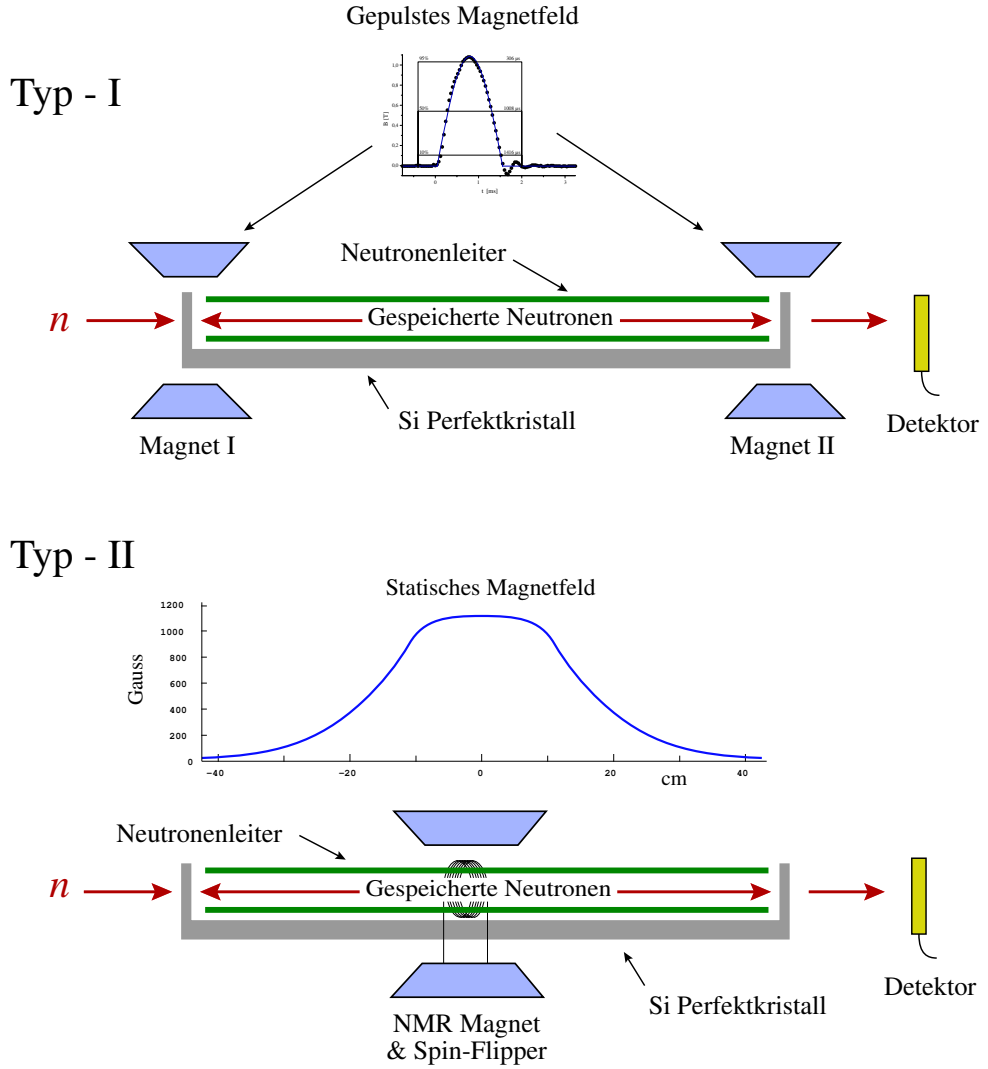



Abbildung 2.19: Prinzip eines Neutronenspeichers vom Typ-I (oben), sowie vom Typ-II (unten). Die Diskussion erfolgt im Text.

Weiters sei angemerkt, dass mit beiden Speichertypen jeweils beide Spin-Komponenten gespeichert werden und sich somit auch die Möglichkeit ergibt mit beliebig polarisierten Neutronenstrahlen zu arbeiten.

### 2.3.1 Begriffserklärung

An *VESTA* werden einige Begriffe verwendet, die entweder von der gastgebenden Forschungseinrichtung oder von den vorhergehenden Speicherexperimenten übernommen wurden.

**Traverse:** Als Einheit des Speichervorgangs wird die *Traverse* verwendet. Sie bezeichnet jene Strecke, die ein Neutron bei einer kompletten Hin- und Rückreflexion zurücklegt. Nach je einer Reflexion an den beiden Kristallspiegeln besitzt das Neutron wieder die gleiche Position und Richtung bezüglich der $z$-Achse. Die für eine Traverse benötigte Zeit $t_T$ gibt somit die Grundgrösse der möglichen Speicherzeit an. Um in den Detektoren registriert zu werden, müssen Neutronen nach einer ganzzahligen Traversenzahl aus dem Speicher entlassen werden. Halb-zahlige Traversenzahlen würden ein Entlassen der Neutronen in Richtung Quelle bedeuten.

**Frame, Run:** Diese Bezeichnungen wurden von der ISIS Datenerfassung übernommen. Ein *Frame* bezeichnet einen einzelnen Zeiterfassungsrahmen. Er entspricht gemäß der Periodizität von ISIS üblicherweise einer Zeitspanne von 20 ms, kann jedoch je nach Chopper-Einstellungen auch ein Vielfaches dieser Zeit betragen[5]. An *VESTA* variiert die Dauer eines Frames je nach Speicherdauer von etwa 40 ms bis zu mehreren Sekunden. Dieser Zeitrahmen wiederholt sich während einer Messung oft mehrere tausend Mal. Die Summe aller Frames zwischen Start und Ende einer Messung wird als *Run* bezeichnet. Während eines Runs gesammelte Messdaten werden mit einer fortlaufenden Nummer gespeichert. Diese Nummer identifiziert eine Messung eindeutig und wird im folgenden durch ein "#" gekennzeichnet.

**Speicher-Koordinatensystem:** Für die Beschreibung des Speichervorgangs (insbesonders in der Computersimulation), wird das in [37] eingeführte Koordinatensystem verwendet. In ihm entspricht die $z$-Achse der Bewegung der einfallenden ISIS Pulses und gleichzeitig der Längsachse des Neutronenspeichers. Die $x$-Achse weist in Richtung der Gravitation. Die $y$-Achse verläuft horizontal, positive Werte entsprechen eine Bewegung vom IRIS-Leiter weg (vergleiche Abb. 3.25). Auch das statische Magnetfeld $B_0$ verläuft entlang der $y$-Achse.

## 2.4 Diskussion des Spinflippers:

Im Folgenden möchte ich die Einflüsse verschiedener Variablen auf die Flip-Wahrscheinlichkeit betrachten. Wie aus (2.32) ersichtlich, ist die Flip-Wahrscheinlichkeit im wesentlichen eine Funktion des statischen Magnetfeldes $B_0$, der Wellenlänge $\lambda$ (der Geschwindigkeit der Neutronen), der Frequenz und der Amplitude des RF Feldes $B_{\mathrm{rf}}$, sowie der Spulenlänge $l$. Als Ausgangspunkt wird eine Spule mit einer Länge von 10 cm angenommen, die sich in einem homogenen Magnetfeld von 1 T befindet und ein Radiofrequenzfeld von 2.2 G produziert.

Die zum Finden der Resonanzbedingung maßgebliche Beziehung ist die in (2.33) enthaltene Frequenzbedingung. Der lineare Zusammenhang zwischen Frequenz und Magnetfeld ($f_{Res} = 29.165 \cdot 10^6 B_0$) ermöglicht es, frei zu wählen ob die Frequenz oder das Magnetfeld verändert wird. Da der zur Erzeugung des Hochfrequenzfeldes verwendete Schwingkreis jedoch auf eine spezielle Frequenz optimiert ist und bei Veränderung dieser Frequenz der

[5] So werden bei einem 25 Hz Betrieb der Chopper meist 40 ms lange Frames verwendet.

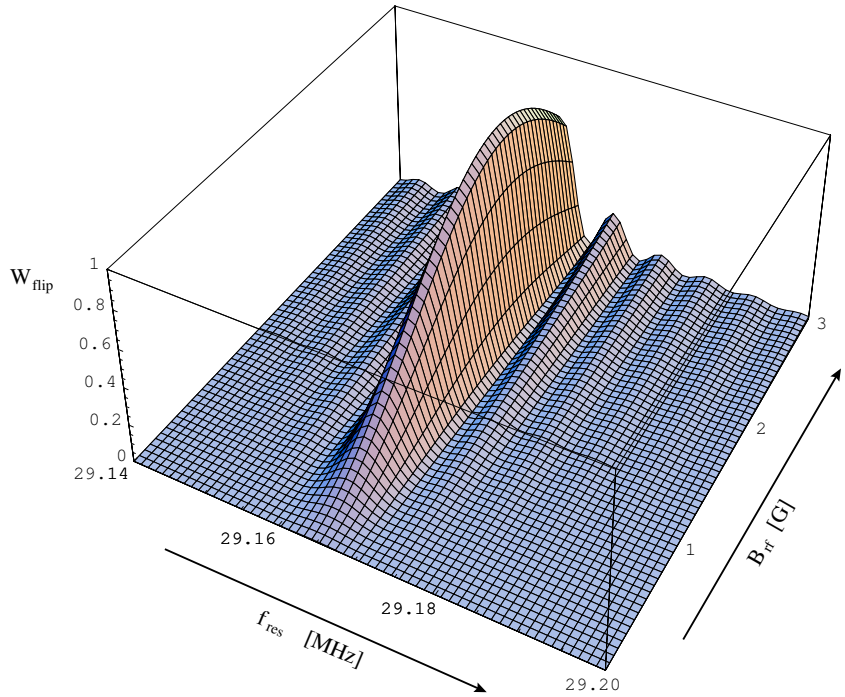



Abbildung 2.20: Flip-Wahrscheinlichkeit für ein konstantes Magnetfeld $B_0$ von 1 Tesla (Spulenlänge 10 cm) in Abhängigkeit der Resonanzfrequenz in MHz und der Amplitude des RF Feldes $B_{\mathrm{rf}}$ in Gauss.

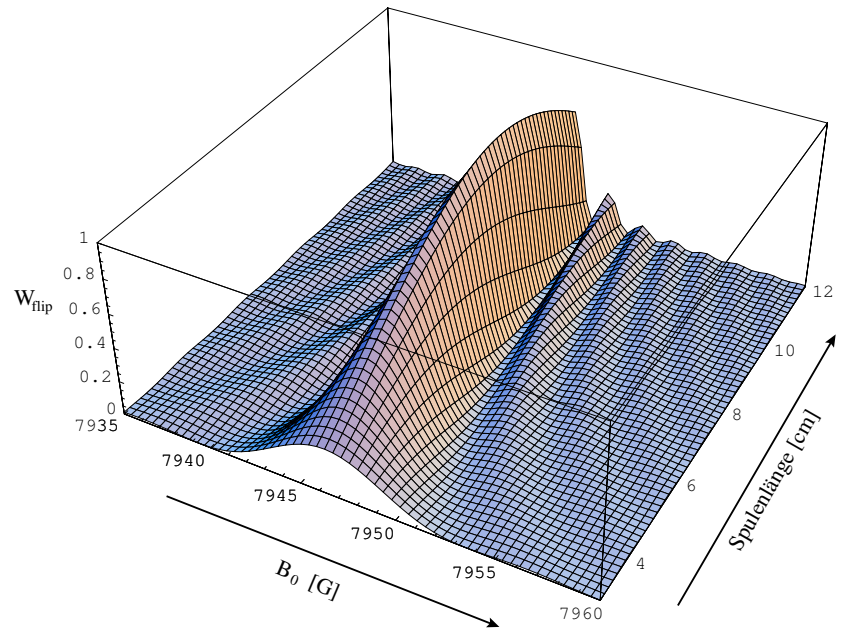



Abbildung 2.21: Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit vom Magnetfeld $B_0$ in Gauss (am Beispiel der später verwendeten 23.05 MHz) und der effektiven Spulenlänge in cm für ein $B_{\mathrm{rf}}$ von 2.2 Gauss.

Stromfluss innerhalb der Spule beeinflusst werden kann, ist eine Variation des Magnetfeldes nahe liegend.[6] Wie in Abb. 2.22 dargestellt, ergibt sich für die oben angegebenen Variablen eine Halbwertsbreite der Resonanzbedingung von 1.8 G bezüglich $B_0$. Dies entspricht einer Halbwertsbreite von 5 kHz. Diese Bedingung stellt hohe Anforderungen an die Stabilität des Systems.

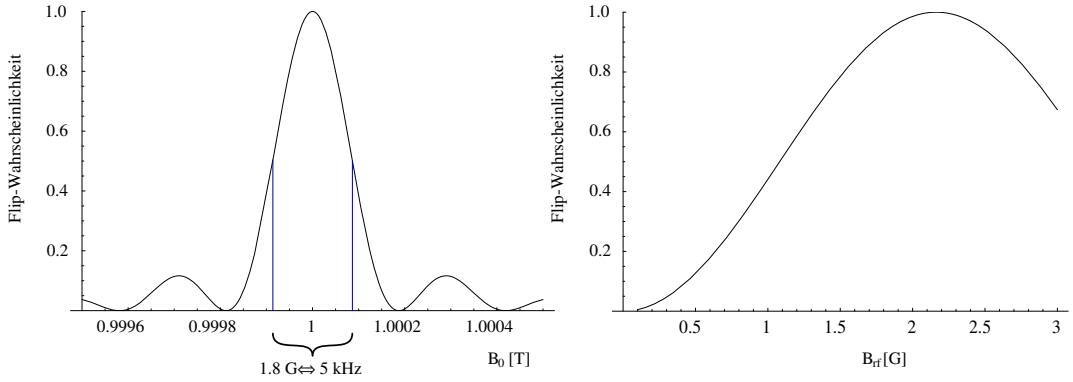



Abbildung 2.22: Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit von der Stabilität des Magnetfeldes $B_0$ sowie von der Amplitude des RF Feldes $B_{\mathrm{rf}}$ bei konstantem $B_0$ und einer Spulenlänge von 10 cm.

Weniger sensibel reagiert das System auf Änderungen der Amplitude des Magnetfeldes $B_{\mathrm{rf}}$, welche sich gemäß dem $\sin^2(B_{\mathrm{rf}})$ auswirken. Die Entkoppelung der Amplituden- und Frequenzbedingung ermöglicht, die Amplitude bei gefundener Frequenzresonanz langsam zu optimieren. In Abb. 2.20 sind diese beiden Bedingungen zusammengefasst. Deutlich ist die sehr scharfe Frequenzbedingung sowie die breite Amplitudenbedingung zu erkennen.

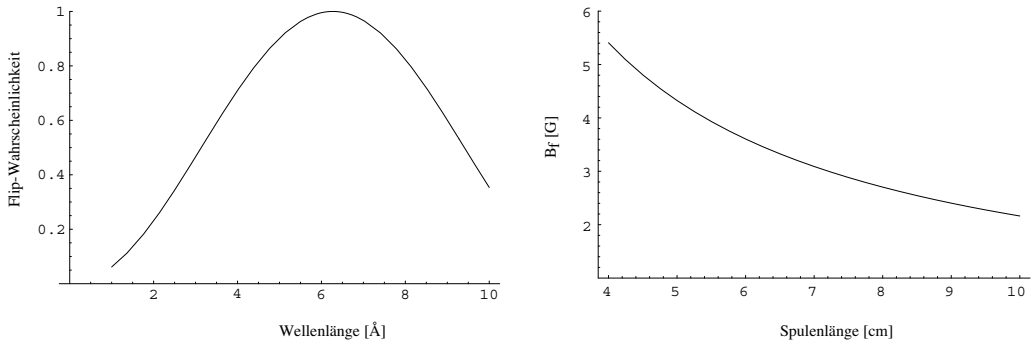



Abbildung 2.23: Links: Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit von der Wellenlänge der Neutronen in Å. $B_{\mathrm{rf}}$ wurde so gewählt, dass sich ein Maximum für Neutronen der Wellenlänge 6.271 Å ergibt. Rechts: Für eine Flip-Wahrscheinlichkeit von 1 benötigtes Magnetfeldes $B_{\mathrm{rf}}$ als Funktion der effektiven Spulenlänge in cm.

Analog zu $B_{\mathrm{rf}}$ wirkt sich auch die Wellenlänge der Neutronen gemäß $\sin^2(\lambda)$ aus. Da sich die Wellenlänge zudem nur in der Amplitudenbedingung (2.34) und nicht in der Fre-

[6] Abhängig von der Güte $\mathcal{Q}$ des Resonanzkreises kann jedoch auch die Frequenz variiert werden, ohne die Stärke des Magnetfeldes $B_{\mathrm{rf}}$ gravierend zu verändern.

quenzbedingung (2.33) auswirkt, kann das System auch an Neutronenquellen getestet werden, die nicht über die für *VESTA* notwendigen Wellenlängen verfügen. Wie in Abschnitt 5.1 präsentiert, konnte ein Großteil der Test an der DEPOL Beamline des Atominstitut Wien bei einer Wellenlänge von 1.986 Å durchgeführt werden.

Abschließend möchte ich noch die Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit von der Spulenlänge betrachten. Dies ist von besonderem Interesse, da bei kurzen Spulen und dem damit verbundenen inhomogenen Magnetfeld (siehe auch Abb. 4.16) nicht die geometrische Länge, sondern die so genannte *effektive Spulenlänge* betrachtet werden muss. Wie aus Abb. 2.21 und Abb. 2.24 ersichtlich, steigt das benötigte Magnetfeld für kürze Spulen an. Gleichzeitig verbreitert sich die Frequenzresonanz. Während in Abb. 2.21 die Amplitude des Magnetfeldes $B_{\mathrm{rf}}$ konstant ist, wurde sie in Abb. 2.24 entsprechend erhöht, um eine Flip-Wahrscheinlichkeit von 1 zu erreichen.

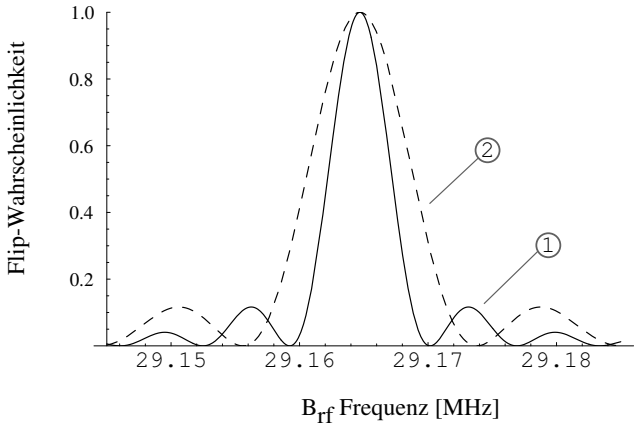



Abbildung 2.24: Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit von der Frequenz in MHz für eine Spule mit einer effektiven Länge von 10 cm bei 2.2 Gauss (1) und für eine Spule der Länge 6 cm bei 3.6 Gauss (2).

## 2.5 Speicherung von Mehrfachpulsen

Von besonderen Interesse ist die Möglichkeit, mehreren Pulse gleichzeitig zu speichern. Durch sorgfältige Wahl der Schaltzeitpunkte[7] lassen sich Neutronen in den Speicher füllen, während bereits Neutronen zwischen den Speicherplatten reflektiert werden, wodurch der Neutronenfluss im Speicher erhöht wird. Als Obergrenze lässt sich ein konstanter Fluss vorstellen, welcher dem Peak-Fluss der Quelle entspricht. Diese Erhöhung der gespeicherten Neutronen führt unter anderem zu eine deutlichen Reduktion der benötigten Messzeit bei Speicherexperimenten. Auch vielfältige Beam-Manipulationen werden durch die Mehrfachpulsspeicherung ermöglicht. Da die Reihenfolge der Pulse beim Entlassen frei gewählt (z.B. umgekehrt) werden kann, lässt sich eine Abschwächung der Pulse während der Speicherzeit ausgleichen. Auch ist es möglich mehrere gespeicherte Neutronenpulse gemeinsam aus dem Speicher zu entlassen und somit einen "verstärkten" längeren Neutronenpuls zu erzeugen (Abb. 2.26). Wie in Abb. 2.32 dargestellt, kann dies beispielsweise genutzt werden, um eine 50 Hz Quelle in eine 12.5 Hz Quelle zu transformieren, wobei der totale

[7] Da Füllen und Entleeren den gleichen physikalischen Prozess verwenden, kann es auch zu einem unbeabsichtigten Entlassen von Neutronen kommen.

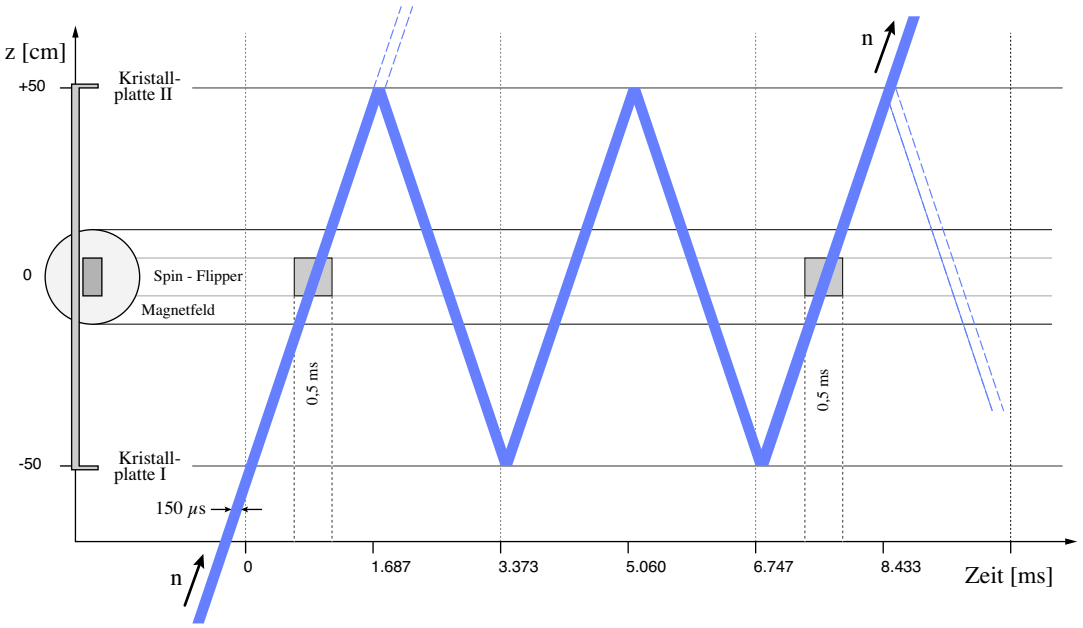



Abbildung 2.25: Prinzip des Speicherns eines Neutronenpulses. Die Energie der Neutronen wird durch zwei kurze Pulse des Spin-Flippers so verändert, dass sie die Bragg-Bedingung am Speicherkristall erfüllen bzw. wieder verletzen.

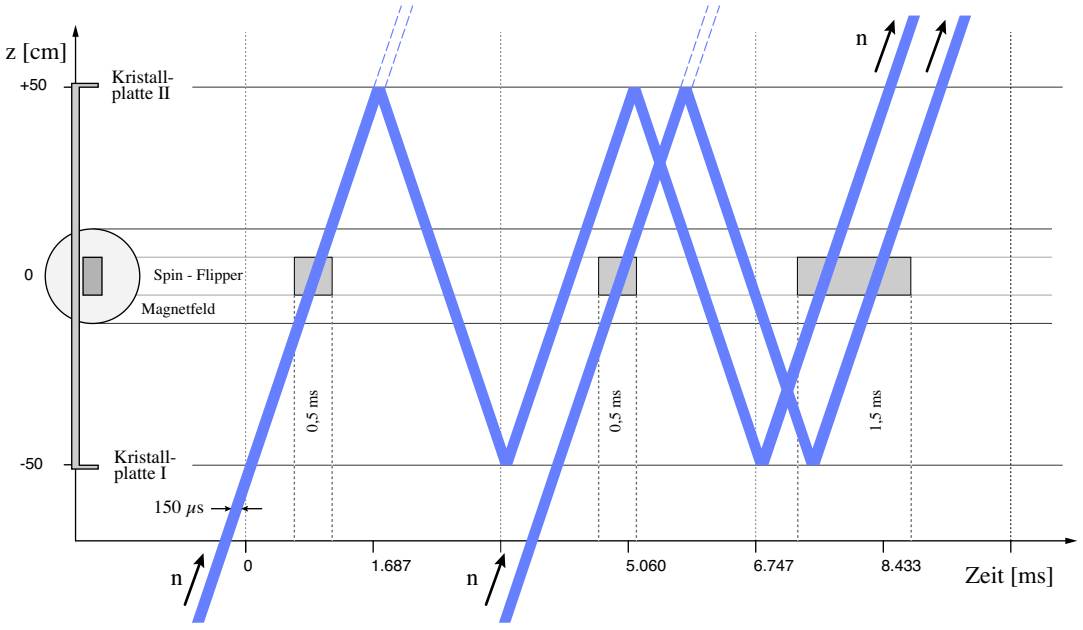



Abbildung 2.26: Prinzip des Speicherns mehrerer Neutronenpulse. Hierbei kann die Energieänderung durch jeweils einen kurzen Spin-Flip Puls hervorgerufen werden, oder mehrere (geeignet gespeicherte) Neutronenpulse können mit einem längeren Puls entlassen werden.

Neutronenfluss für Neutronen der geeigneten Wellenlänge nur um den Faktor $\approx 2.2$ (statt 4) reduziert wird. Neutronenpulse können aber auch "unabhängig" von der Frequenz der Neutronenquelle entlassen werden und stehen für zeitabhängige Messungen mit einer eigenen zeitlichen Struktur zur Verfügung.

Um den Spinflipper entsprechend der verschiedenen Szenarien effizient ansteuern zu können, ist es notwendig die Position und die Flugrichtung bereits gespeicherter Neutronen genau zu bestimmen. Für diesen Zweck ist eine eindimensionale Berechnung am zweckmäßigsten. Die Längsachse des Speicherkristalls wird gemäß dem in Abschnitt 2.3.1 eingeführten Koordinatensystem entlang der $z$-Achse ausgerichtet.

### Bewegung eines Neutrons im Speicher

Eine der möglichen Formulierungen der Position eines Neutrons innerhalb des Speichervolumes stellt Gleichung (2.39) dar. Sie gibt die von der Mitte des Speichers gemessene Position desjenigen Neutrons an, welches sich zum Zeitpunkt t = 0 in der Speichermitte befunden hat.[8] Durch Ableiten dieser Gleichung erhalten wir zusätzlich die Richtung des Neutrons (2.40) für einen beliebigen Zeitpunkt $t$. Positive Werte entsprechen hierbei der ursprünglichen Flugrichtung, negative Werte einer Bewegung in die entgegengesetzte Richtung.

$$\mathrm{Pos}_z = \frac{l}{\pi} \arcsin\left(\sin\frac{2\pi}{t_T}t\right) \tag{2.39}$$

$$\mathrm{Dir}_z = \frac{\delta}{\delta t}\mathrm{Pos}_z \propto \frac{\cos(\frac{2\pi}{t_T}t)}{\sqrt{1-\sin(\frac{2\pi}{t_T}t)^2}} \tag{2.40}$$

Die als Traversenzeit bezeichnete Spanne $t_T$ entspricht derjenigen Zeit, nach der ein Neutron wieder die gleiche Position und Richtung bezüglich der $z$-Achse einnimmt, $l$ dem Abstand zwischen den Kristallplatten.

### Periodizität des Systems

Durch den Abstand der Kristallplatten und den verwendeten (111) Reflex (siehe Abschnitt 4.1.1) ist eine Periodizität von $t_T = 3.3733$ ms vorgegeben. Zusätzlich liefert ISIS im normalen 50 Hz Betrieb alle 20 ms einen Neutronenpuls. Durch diese Zeitstruktur folgt, dass ein gespeicherter Puls nach der 83-sten Traverse annähernd synchron (Abweichung $\approx 16\mu$ s) mit dem nach 280 ms eintreffenden ISIS Puls die Spule durchläuft, bzw. nach $41+\frac{1}{2}$ Traversen und 140 ms in Gegenrichtung auf die einfallenden Neutronen innerhalb der Spule trifft. Alle weiteren Überlegungen können sich deshalb zuerst auf die ersten 14 ISIS Pulse beschränken. Für die Auswahl der speicherbaren Pulse ist ihr zeitlicher Abstand zu den bereits gespeicherten Neutronenpulse von entscheidender Bedeutung, da in diesem Intervall das RF Feld auf- bzw. abgebaut werden muss. Aus Abb. 2.27 erkennt man, welche nachfolgenden ISIS Pulse sich für zusätzliches Befüllen des Speichers besonders eignen. So befindet sich etwa ein bereits gespeichertes Neutron bei den ISIS-Pulsen 60 ms und 80 ms nahe der ersten Kristallplatte und somit außerhalb des Spinflipperbereichs.

Neben $t_T$ ist auch die zeitliche Breite (etwa 150 $\mu$s) eines gespeicherten Pulses zu beachten. Die Zeitskala kann somit aufgeteilt werden in die Zeit, die die ersten Neutronen von

[8] Dies entspricht dem Ort und der Zeit der ersten Energieänderung, mit der das Neutron in den Total-Reflexionsbereich des Kristalls verschoben wurde.

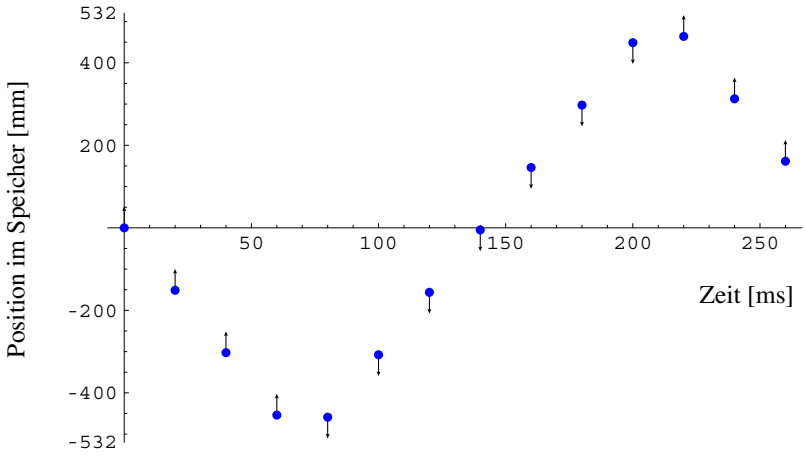



Abbildung 2.27: Position und Richtung eines Neutrons, welches sich bei 0 ms in der Speichermitte befunden hat, zum Zeitpunkt weiterer eintreffender ISIS Pulse (50 Hz Betrieb). Der Funktionswert gibt die Position des Neutrons bezüglich der Speichermitte an. ± 532 mm entsprechen den Positionen der Kristallplatten. Der Pfeil deutet die aktuelle Flugrichtung des Neutrons an. Positive Werte entsprechen der Flugrichtung der einfallenden ISIS Pulse.

der ersten Kristallplatte bis zum Eintritt in die Flipperspule benötigen ($t_1 = 0.764$ ms), die Durchflugszeit des gesamten Neutronenpulses durch die Spule ($t_s = 0.309$ ms), sowie die Zeit bis die ersten Neutronen nach der Reflexion wieder bei der Spule eintreffen ($t_2 = 1.378$ ms). Bei Einfachpulsen steht die gesamte Zeit $t_2$ zur Verfügung um das RF-Feld abklingen zu lassen bzw. es wieder aufzubauen. Die folgende Tabelle stellt eine Übersicht der ersten 6 nachfolgenden ISIS Pulse dar, sowie den zeitlichen Abstand zu dem bereits gespeicherten Neutronenpuls. ↓ steht für einen entgegenkommenden Puls, ↑ für einen mitlaufenden Puls. Eine negative Zeit bedeutet eine entsprechende zeitliche Überlappung innerhalb des Flippers bei einer angenommenen Pulsbreite von 150 $\mu$s.

| Zeitabstände für Doppelpulse | | | |
|---|---|---|---|
| Hauptpuls | Zeitabstand $\Delta$t [$\mu$s] | | Index |
| 20 ms | 1138.3 ↓ | −68.7 ↑ | i=6 |
| 40 ms | 898.5 ↓ | 171.1 ↑ | i=12 |
| 60 ms | 658.7 ↓ | 410.9 ↑ | i=18 |
| 80 ms | 418.9 ↓ | 650.7 ↑ | i=24 |
| 100 ms | 178.1 ↓ | 890.5 ↑ | i=30 |
| 120 ms | −60.7 ↓ | 1130.3 ↑ | i=36 |
| ⋮ | ⋮ | ⋮ | ⋮ |

Man sieht, dass für einen Doppelpuls sowohl Puls 3 (60 ms) als auch Puls 4 (80 ms) ideal sind. Sowohl für des Ein- wie auch das Ausschalten des RF-Feldes steht jeweils annähernd eine halbe Millisekunde zur Verfügung.

### Pulsform gespeicherter Neutronen

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, ist auch die Kenntnis der Form eines gespeicherten Neutronenpulses[9] für das Timing des Flippers notwendig. Die Form wird zum einen durch die Moderation der bei der Spallation erzeugten schnellen Neutronen im 25 K $H_2$ Moderator bestimmt, zum anderen durch seine komplexe Bewegung entlang der Flugbahn im IRIS Leiter und dem Verhalten im Speichervolumen. Für den Zweck einer raschen Berechnung des Speicherinhaltes wird eine Funktion gesucht, die die Form der gespeicherten Neutronen annähernd beschreibt. Die Wahl fiel auf die in (2.41) angegebene *Epithermische Funktion*. Obwohl, wie der Name anzeigt, diese Funktion streng genommen

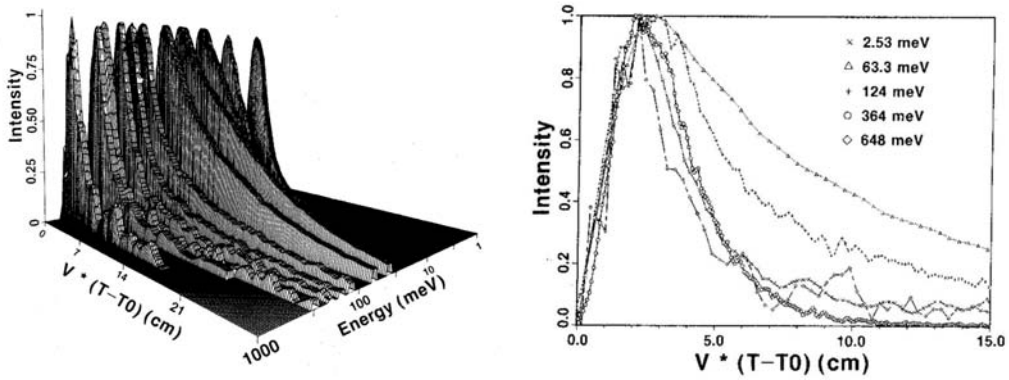



Abbildung 2.28: Untersuchung der von einem H-Moderator emittierten Pulsformen für unterschiedliche Energien aus [61]. Für Energien im Bereich von 1 meV nähert sich die Pulsform wieder der Form epithermischer Neutronen an.

für Neutronenpulse einer höheren Energie gilt, nähern sich die Pulsformen für kalte Moderatoren an gepulsten Neutronenquellen [61] phänomenologisch wieder dieser Gleichung an. Wie aus Abb. 2.28 ersichtlich, werden thermische Neutronenpulse durch diese Gleichung nicht ausreichend beschrieben.

$$f_{et}(t) = I_0 \cdot (t - t_0)^2 e^{-\frac{(t-t_0)}{\triangle t}} \quad (+\ I_B), \qquad (t \leq t_0) \tag{2.41}$$

$I_0$ ist eine charakteristische Höhe der Neutronenverteilung, $t_0$ bezeichnet den zeitlichen Beginn der Verteilung. $\triangle t$ charakterisiert die Breite der Funktion. Über den in Klammern angegebenen Term $I_B$ lässt sich eine vorhandene Untergrundzählrate berücksichtigen. Die erste Ableitung dieser Funktion liefert als Nullstelle den Zeitpunkt des Verteilungsmaximums $t_m$,

$$\begin{aligned} t_m &= t_0 + 2\triangle t \\ f(t_m) &= 4I_0 \left(\frac{\triangle t}{e}\right)^2 = 0.543134 \cdot \triangle t^2 \end{aligned} \tag{2.42}$$

woraus sich im weiteren die Halbwertsbreite $\triangle t_H$ aus der Bedingung $f(t_H) = 1/2 f(t_m)$ zu 3.39468 $\triangle t$ ergibt.

[9] Der Begriff "Pulsform" bezieht sich hier auf die statistische Verteilung von Neutronen über mehrere Frames gemittelt. Aufgrund der geringen absoluten Neutronenzahl pro Frame befindet sich meist nur ein Neutron pro Puls im Speicher.

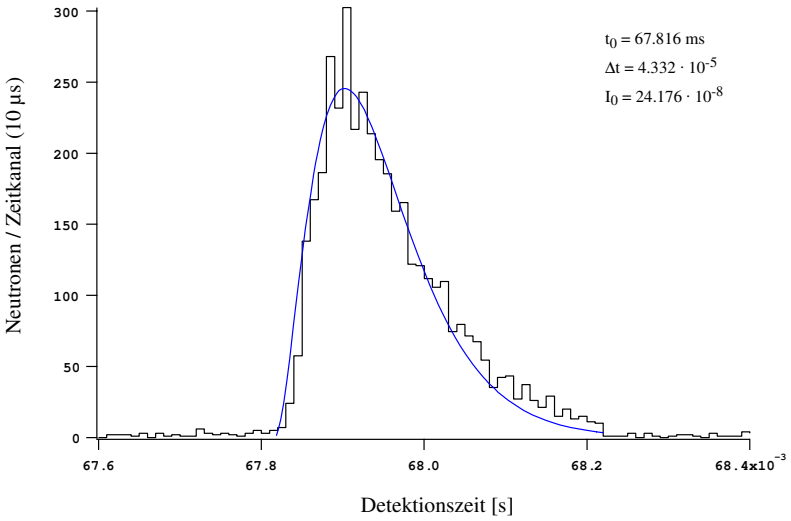



Abbildung 2.29: Vergleich eines für 4 Traversen gespeicherten Pulses mit der Gleichung (2.41) für epithermische Neutronen. Auch für kalte Neutronen wird die Pulsform annähernd korrekt beschrieben.

Auch nach dem Graphit-Monochromator behält der einfallende Puls diese Form. Sie spiegelt sich auch in der zeitlichen Verteilung gespeicherter Neutronen wieder. Abb. 2.29 zeigt die Anpassung der in (2.41) angegebenen Fitfunktion an einen mit *VESTA*-II über 4 Traversen gespeicherten Neutronenpuls (#1659). Die Ankunftszeit der Neutronen wird von der Datenerfassungselektronik in Zeitkanälen registriert, deren Breite normalerweise auf 10 $\mu$s eingestellt wird. Die Halbwertsbreite ergibt sich in Übereinstimmung mit früheren Messungen zu 147 $\mu$s.

Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung des von ISIS eintreffenden Neutronenpulses wird in [37] eine Zunahme der Halbwertsbreiten erwartet. Zu diesem Zweck wurde eine Gleichverteilung der Geschwindigkeiten im Totalreflexionsbereich angenommen und $\triangle t_H$ aus (2.41) für verschiedene Traversenzahlen numerisch berechnet. Was Ergebnis wird in Abb. 2.30-links wiedergegeben. Diese Verbreiterung der Halbwertsbreiten konnte im Ex-

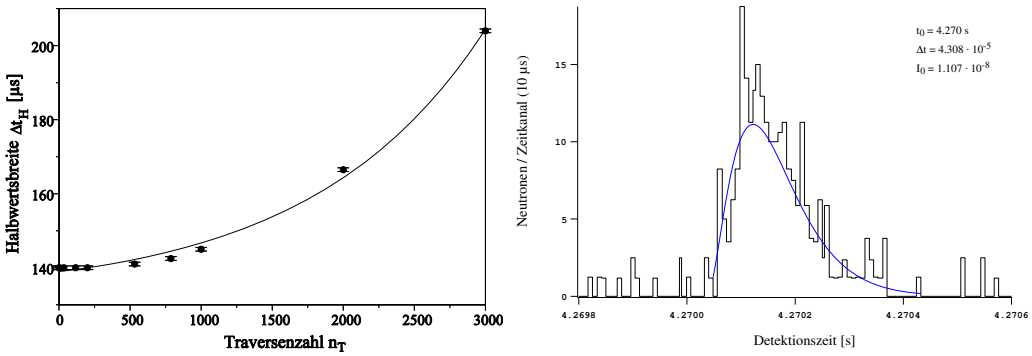



Abbildung 2.30: Links: Darstellung der in [37] erwarteten Halbwertsbreiten aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung des einfallenden Neutronenpulses. Diese Graphik entspricht Abb. 8.22 aus [37]. Rechts: Form eines für 1250 Traversen gespeicherten Neutronenpulses (*VESTA*-I). Die Halbwertsbreite von 146.2 $\mu$s ist mit der von 4 Traversen aus Abb. 2.29 vergleichbar.

periment noch nicht bestätigt werden. Das bisher längste Speicherergebnis (#1250, siehe Abb. 2.30-rechts) von 1250 Traversen wurde kurz vor Abbau der ersten Anlage erzielt und zeigt eine vergleichbare Halbwertsbreite von 146.2 $\mu$s.

### Numerische Berechnung des Speicherinhaltes

Die, durch unvermeidliche Verluste[10] bei der Speicherung auftretende Abnahme der gespeicherten Neutronenintensität pro Traverse wirkt sich somit im wesentlichen auf den Parameter $I_0$ aus. Für die im weiteren betrachteten Speicherzeiten kann deshalb die epithermische Funktion als Näherung für die Berechnung des Speicherinhaltes verwendet werden. Aus den Erfahrungen mit *VESTA*-I können wir diese Verluste bei gut justierten Komponenten abschätzen [62]. Da die selben neutronenoptischen Komponenten verwendet werden, kann diese Abschätzung auch für den neuen Aufbau herangezogen werden. Es ergibt sich eine Verlustfunktion nach

$$f_{lost}(ms) = e^{-\frac{(-t)}{336.418}} - 5.08710^{-5}t + 0.227927, \qquad (x \leq a)$$

Kombiniert man diese Gleichung mit der gemäß Abb. 2.29 angepassten Gleichung (2.41), lässt sich mit Hilfe der Gleichung (2.39) für die Bewegung eines Neutrons der Speicherinhalt zu einem beliebigen Zeitpunkt leicht numerisch berechnen.

Als Beispiel der Berechnung sei hier der Code für das Programm *Mathematica* von Wolfram Research angeführt. Zuerst erfolgt eine Übersetzung der obigen Gleichungen:

```
FT = 3.3733
PosXT[i_,t_]:=Ceiling[532+1064/Pi*ArcSin[Sin[2Pi/FT*(t+i*(FT/532))]]]
Verlust[t_]:=1/1.22793*(Exp[-t/336.418]+(-5.0867 10^-5 t)+0.22793)
```

Die Verlustfunktion wurde hier auf 1 für t = 0 normiert. Um den Speicher in einer Auflösung von einem Millimeter zu simulieren, wird nun ein Vektor mit 1064 Elementen erstellt und mit Hilfe der skalierten epithermischen Funktion befüllt.

```
OrigV = Array[1,1064] * 0;
CurrV = OrigV;
Do[OrigV[[i]] = 10*EpiTherm[0.0264,1064-i,0,26.495], {i,1,1064}]
```

Nun lässt sich mit der durch `PosXT` übersetzten Gleichung (2.39) ein neuer Index für einen beliebigen Zeitpunkt `tx` berechnen und einem zweiten Vektor zuweisen. Durch Addition der Elemente wird nicht nur die Reflexion an den Kristallplatten richtig beschrieben, es lassen sich auch mehrere gespeicherte Pulse innerhalb des Resonators darstellen.

```
CurrV = OrigV * 0;
Do[CurrV[[PosXT[i,tx]]] +=Verlust[tx]*OrigV[[i]],{i,1,1064}];
Do[CurrV[[PosXT[i,tx+dt]]] += Verlust[tx+dt]*OrigV[[i]],{i,1,1064}]
 ...
Do[CurrV[[PosXT[i,tx+dt+dt2]]] += Verlust[tx+dt+dt2]*OrigV[[i]],{i,1,1064}]
```

In dieser Kombination bezieht sich `tx` wie in Abb. 2.27 auf die Zeit, seit der die ersten Neutronen des zweiten Pulses die Speichermitte erreicht haben. `dt` gibt an, wie lange der erste Puls bereits im Speicher war. An ISIS ergibt sich somit `dt` immer zu einem Vielfachen von 20 ms. Dieses Berechnung lässt sich durch Einfügen weiterer Zeilen auf beliebig viele Pulse erweitern.

[10] Untersuchungen der verschiedenen Ursachen dieser Verluste finden sich in [37], sowie in [50].

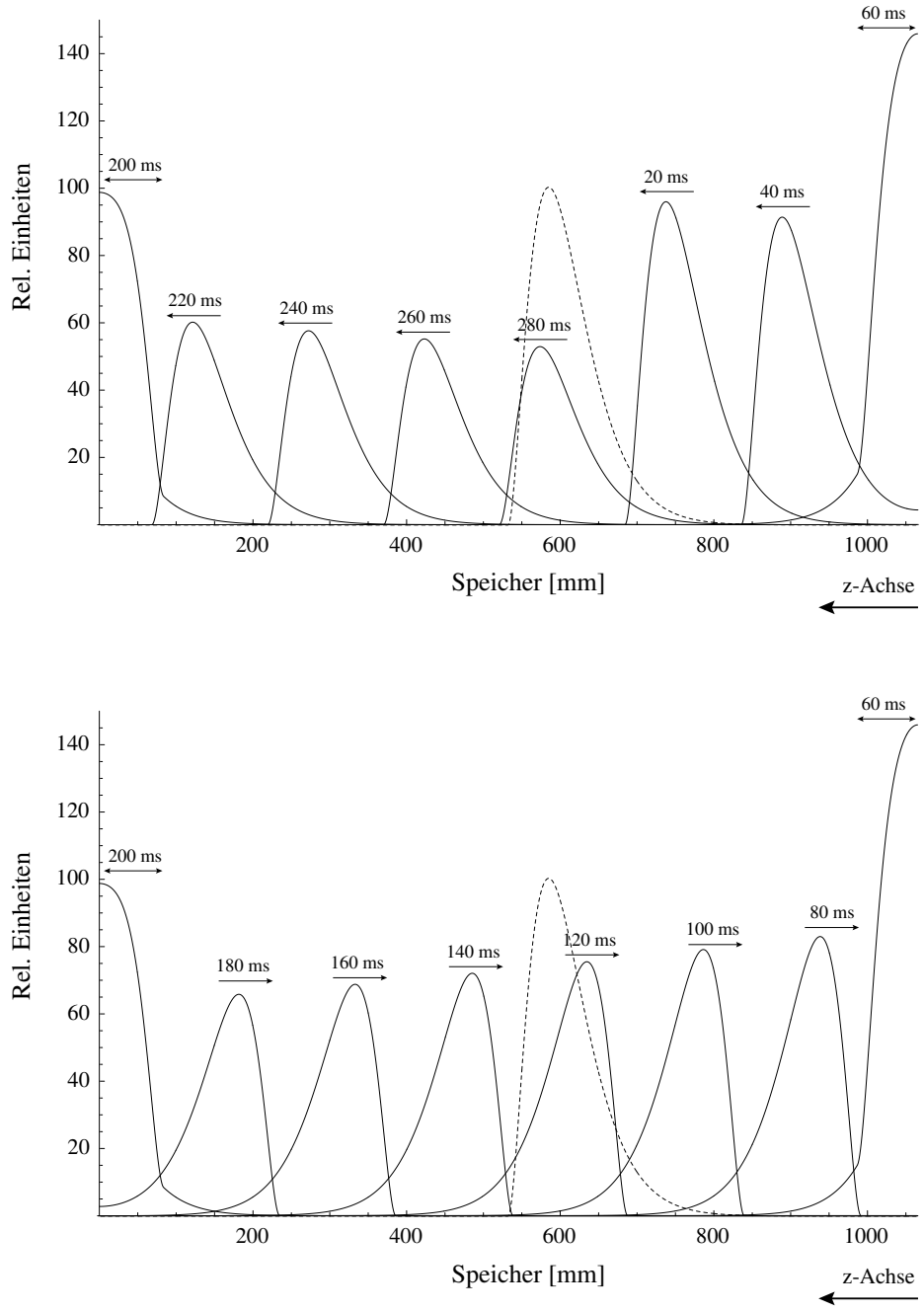



Abbildung 2.31: Position und Speicherzeit jener Pulse, die sich beim Einfüllen eines neuen Pulses (gestrichelte Linie) bereits im Speicher befinden und sich in Richtung Detektoren (oben) bzw. Richtung Quelle (unten) bewegen. Die Pulse bei 60 ms und 200 ms werden gerade an den Kristallplatten reflektiert.

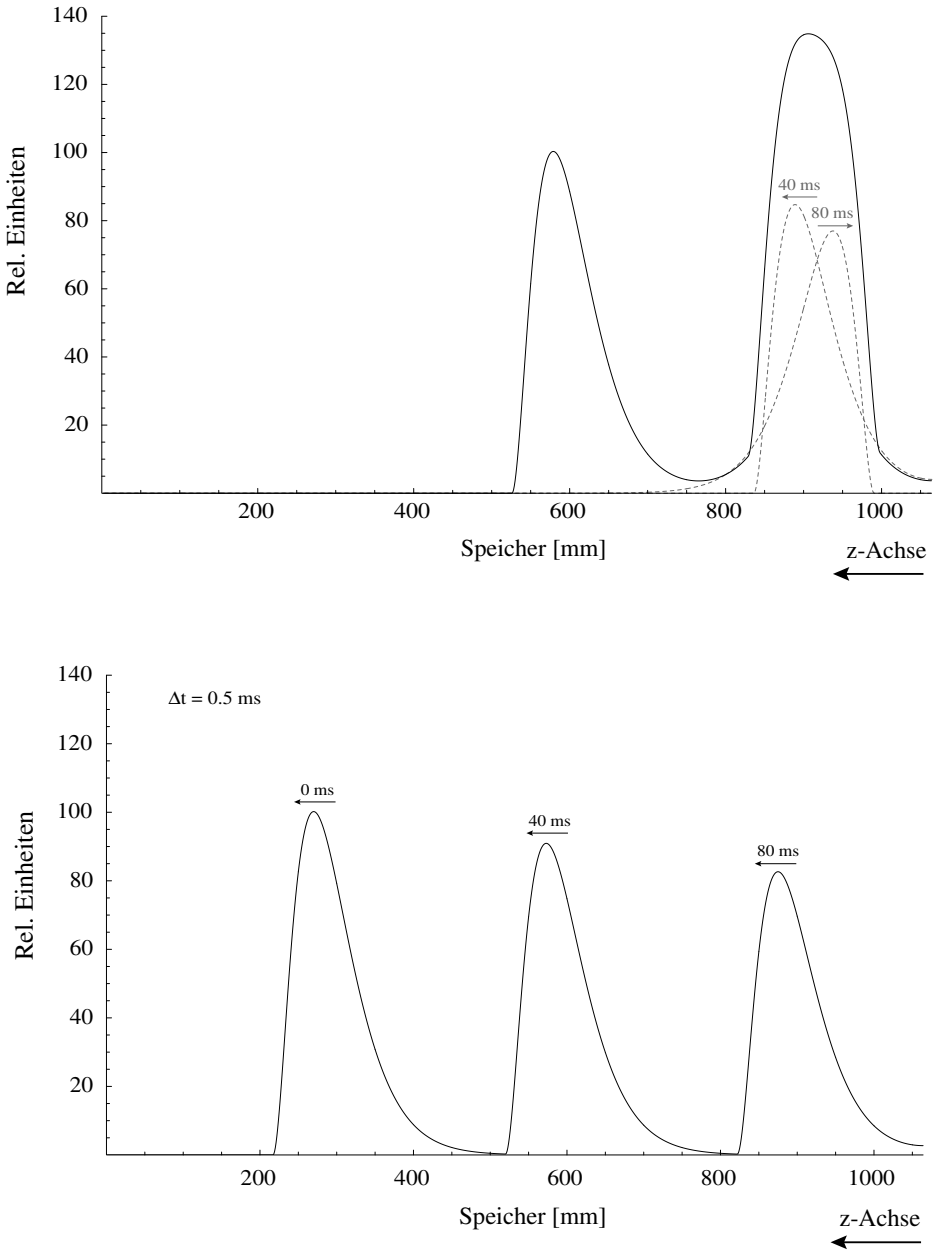



Abbildung 2.32: Füllen des Speichers mit drei Pulsen im Abstand von je 40 ms. Während der dritte Puls in der Speichermitte eintrifft (oben), überlagern sich die bereits gespeicherten Pulse räumlich, die einzelnen Komponenten bewegen sich aber in unterschiedliche Richtungen. 500 $\mu s$ später (unten) bewegen sich alle Pulse in Richtung Detektoren.

**Diskussion der Mehrfach-Puls-Speicherung anhand des Speicherinhaltes**

Wie aus Abb. 2.31 ersichtlich, eignen sich für die Doppelpuls-Speicherung besonders die Abstände 60 ms und 80 ms, sowie die Abstände 200 ms und 220 ms. Die Pulse bei 60 ms und 200 ms werden gerade an den Kristallplatten reflektiert, während die Pulse 80 ms und 220 ms jeweils gerade auf eine Kristallplatte zulaufen und sich erst nach ihrer Reflexion wieder in Richtung Speichermitte bewegen werden.

Sollen drei oder mehrere Pulse gespeichert werden, ist zu beachten, dass sich bei jedem Befüllen kein bereits gespeicherter Puls der Speichermitte nähert. Abb. 2.32 zeigt den Fall, dass der Speicher mit drei Pulsen im Abstand von je 40 ms befüllt wird. Dies entspricht etwa dem 25 Hz Betrieb von IRIS. Während der dritte Puls gerade die Speichermitte erreicht, überlagern sich die beiden bereits gespeicherten Pulse räumlich. Da sich die einzelnen Komponenten allerdings in unterschiedliche Richtungen bewegen, kommt es dabei zu keiner Erhöhung der Phasenraumdichte. Eine halbe Millisekunde später bewegen sich alle drei Pulse, wieder räumlich getrennt, in Richtung Detektoren.

Der in Abb. 2.32 (oben) bereits gespeicherte Doppelpuls (40-80 ms) stellt gleichzeitig den in Abb. 2.26 skizzierten Fall dar. Beide Pulse befinden sich außerhalb des Flippers in der der Quelle zugewandten Speicherhälfte und können durch einen langen Flipperpuls in Richtung Detektoren entlassen werden.

# 3

# Die Entwicklung des Viennese nEutron STorage Apparatus

Das Speicherexperiment *VESTA* blickt auf eine langjährige Entwicklungsgeschichte als sekundäre Beamline an der gepulsten Neutronen und Myonen Quelle *ISIS*, UK, zurück. Neben einer Beschreibung der Quelle und des gastgebenden Instruments *IRIS* möchte dieses Kapitel einen Überblick über die wichtigsten Entwicklungen dieses Projekts geben. Die Charakterisierung und Optimierung der ursprünglichen Anlage stellt den ersten Teil dieser Dissertation dar.

Beginnend mit dem nun als "Prototyp" bezeichneten ersten Neutronenspeicher [35] führt der Weg über den ersten permanent installierten Aufbau [63] bis zu der in Kapitel 4 vorgestellten Neukonstruktion der Anlage. Eine umfangreiche Zusammenfassung der Entwicklung bis 1996 sowie eine ausführliche theoretische Abhandlung des ersten permanenten Aufbaues findet sich in [37]. An diese Arbeit anschließend möchte ich die Entwicklung des Speichers in den darauf folgenden Jahren seines Einsatzes bis 1999 aufzeigen. Dieser Teil beinhaltet sowohl die an dieser Anlage durchgeführten weiteren Diplomarbeiten als auch die im Rahmen des EU TMR Projekts PECNO[1] gewonnenen Erkenntnisse.

Da die in dieser Arbeit vorgestellte Neukonstruktion insbesonders bei den neutronenoptischen Komponenten auf dem ersten Neutronenspeicher aufbaut, können die in diesem Abschnitt diskutierten Einflüsse verschiedener Effekte meist für den neuen Speicher übernommen werden. Abschließen möchte ich dieses Kapitel mit einer Diskussion der Grenzen des ersten Speichersystems, die neben den Erfolgen als Motivation für die Neukonstruktion der Anlage dienten.

[1] Perfect Crystal Neutron Optics, Kontraktnummer ERB-FMRX-CT96-0057

| Historische Übersicht der Entwicklung des Neutronenspeichers | | |
|---|---|---|
| 1985 | H. Rauch | Vorstellung des Konzepts eines Neutronenspeichers [34] |
| 1989 | M. Schuster | Realisierung des Prototypen [36, 47, 64, 65] |
| 1990 | M. Schuster | Dissertation: *Ein Perfektkristall als Neutronenspeicher* [35] |
| 1993 | E. Jericha | Erster permanent installierter Neutronenspeicher [63, 66, 67] |
| 1996 | E. Jericha | Dissertation: *Speicherung kalter und thermischer Neutronen mit Perfektkristallen an einer gepulsten Quelle* [37] |
| | M. Jäkel | Diplomarbeit: *Optimierung eines Neutronenresonators* [38] |
| 1998 | D.E. Schwab | Diplomarbeit: *Speicherung mehrfacher Neutronenpulse mit einem Silizium-Perfektkristall* [39, 68] |
| 1998 | M. Jäkel | TMR Fellowship an ISIS bis Ende 2001 [62] |
| 2000 | R. Loidl | Diplomarbeit: *Einfluss von Vibrationen auf die Speicherung von Neutronen* [40] |
| | V. Corregidor | TMR Fellowship (6 Monate) [69] |
| | G. Evrard | TMR Fellowship bis 2002 [50] |
| 2001 | M. Jäkel | Installation der Neukonstruktion |
| 2002 | M. Jäkel | Erster erfolgreiche Neutronenspeicherung der neuen Anlage |

## 3.1 Die gastgebende Forschungseinrichtung

Die Geschichte von *VESTA* ist auch die Geschichte einer langjährigen Kooperation des *Atominstituts der Österreichischen Universitäten*, Wien, mit der gepulsten Neutronenquelle *ISIS* am *Rutherford Appleton Laboratory* nahe Oxford, England, und insbesonders mit dem gastgebenden Experiment IRIS. Obwohl *VESTA* nicht ausschließlich für den Einsatz an ISIS entwickelt wurde, ist es doch über viele Parameter (Pulsstruktur, Wellenlängenverteilung, etc.) und nicht zuletzt über die verwendete Steuerungs- und Datenerfassungselektronik eng mit seiner Umgebung verwoben.

### 3.1.1 Die Neutronenquelle ISIS

Bei ISIS handelt es sich um eine gepulste Neutronen-Spallationsquelle. Bei der Spallation wird ein "Target" (z.b. Uran oder Wolfram) mit hochenergetischen Protonen beschossen, wodurch pro auftreffendem Proton etwa 15 Neutronen (Wolfram) freigesetzt werden. Der Vorteil von gepulsten Quellen ist, dass in einem kurzen Puls eine hohe Neutronendichte erreicht wird, obwohl nur relativ wenig Wärme (etwa 160 kW) im Target deponiert wird und abgeführt werden muss. Gleichzeitig wird den erzeugten Neutronen eine Zeitstruktur mitgegeben, sodass über Flugzeitanalyse (time-of-flight, TOF) Energie-auflösende Messungen ermöglicht werden.

An ISIS beginnt die Neutronenerzeugung mit einer Penning $H^-$ Ionenquelle (Abb. 3.1-1), die sich auf einem Potential von -665 kV befindet. Der extrahierte $H^-$ Strahl wird zuerst gegenüber Erde beschleunigt und tritt dementsprechend mit einer Energie von 665 keV in den Linearbeschleuniger (LINAC, 2) ein. Am Ende des LINAC erreicht der beim Beschleunigen in Pulsform gebrachte $H^-$ Strahl (22 mA) eine Energie von 70 MeV bei einer Pulslänge von 200 ms. Vor dem Eintritt in das Synchrotron (3) werden den $H^-$ Ionen beim Durchtritt durch eine nur 0.3 $\mu$m dicke Aluminiumoxydfolie, der so genannten "Stripping Foil", beide Elektronen entfernt. Dadurch wird die Bahn im Magnetfeld so verändert, dass diese Protonen zu bereits im Synchrotron umlaufenden Protonen-Paketen addiert werden

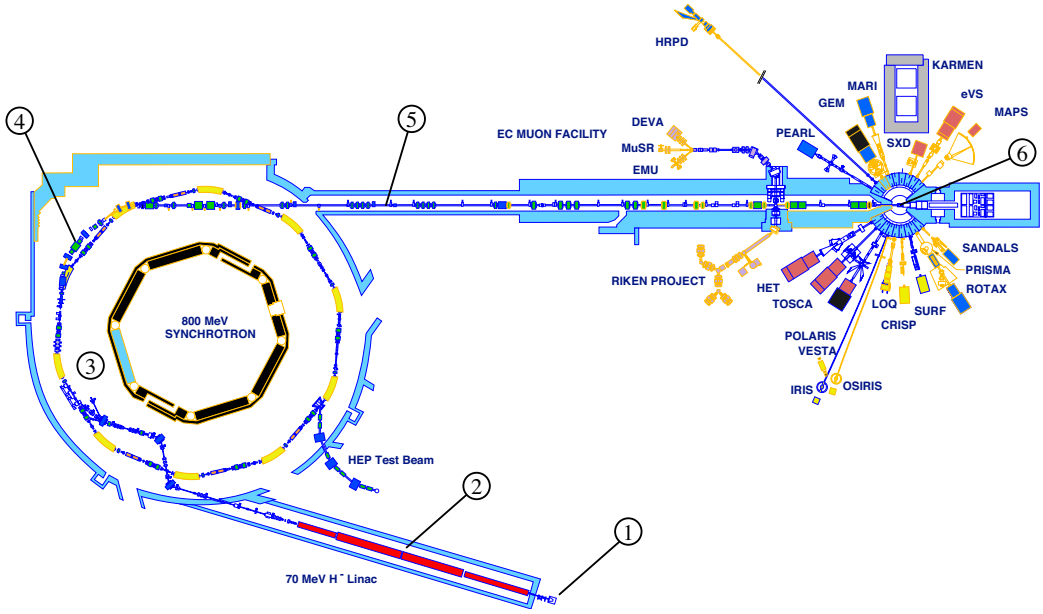



Abbildung 3.1: Die Neutronenquelle ISIS mit Ionenquelle (1), Linearbeschleuniger (2), Synchrotron (3), Kicker Magnets (4), Extracted Proton Beamline (5) und dem Target (6). Seit 1998 ist auch die Position von *VESTA* auf der Nordseite der Experimentierhalle offiziell vermerkt.

können. Über zirka 130 Umläufe sammeln sich dabei etwa $2.8 \cdot 10^{13}$ Protonen im Synchrotron an. Ist dieser Befüllmechanismus abgeschlossen, werden die Protonen auf 800 MeV beschleunigt und gleichzeitig zu zwei nur 100 ns lange Pulse verdichtet. Nach insgesamt etwa 10 000 Umläufen im Synchrotron werden die beiden Protonenpulse, die einen zeitlichen Abstand von 230 ns zueinander besitzen, durch die so genannten "Kicker Magnets" (4) in die "Extracted Proton Beamline" (EPB, 5) gelenkt. Um dies zu erreichen muss der Strom in den drei Kicker Magneten in nur 100 ns von 0 auf 5 kA ansteigen. Dieser gesamte Mechanismus wiederholt sich mit einer Frequenz von 50 Hz. Am Ende der EPB treffen die beiden Protonenpulse auf die Atomkerne des Targets (6). Dabei werden die Atomkerne so stark angeregt, dass sie diese Energie durch ein "Abdampfen" von Nukleonen abgeben. Für Wolfram entstehen hierbei pro einfallendem Proton etwa 15 freie Neutronen. Diese Neutronen haben bei ihrer Freisetzung hohe Energien und Geschwindigkeiten und müssen vor einem Einsatz zur Untersuchung von Festkörpern zuerst in einen geeigneten Energiebereich transformiert werden. Dies geschieht durch im Schwerpunktsystem elastische Stöße in den so genannten Moderatoren. Die Intensitätsverteilung im thermischen Gleichgewicht ist annähernd durch die Maxwell-Boltzmann Verteilung darstellbar

$$\Phi(E) = \Phi_0 \frac{E}{(k_B T)^2} e^{\frac{-E}{k_B T}}$$

wobei $\Phi_0$ der gesamte Neutronenfluss und $k_B T$ die thermische Energie des Moderators sind. Die Energie, die die Neutronen beim Verlassen des Moderators am wahrscheinlichsten einnehmen ergibt sich zu $k_B T/2$. An ISIS kommen neben einem Umgebungstemperatur-Wassermoderator $H_2O$ (43°C) ein Flüssig-Methan Moderator $CH_4$ (100 K) sowie ein

Flüssig-Wasserstoff Moderator $H_2$ (25 K) zum Einsatz. Gemäß der Beziehung

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} = \frac{h^2}{2m_n \lambda^2} = k_B T \Rightarrow \lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2k_B T m_n}} \tag{3.1}$$

ergeben sich je nach verwendeten Moderator die in der folgenden Tabelle dargestellten Wellenlängen und Geschwindigkeiten der Neutronen.

| Moderator | Temperatur | Energie | Wellenlänge |
|---|---|---|---|
| $H_2O$ | 43°C | 27.23 meV | 1.73 Å |
| $CH_4$ | 100 K | 8.62 meV | 3.08 Å |
| $H_2$ | 25 K | 2.15 meV | 6.16 Å |

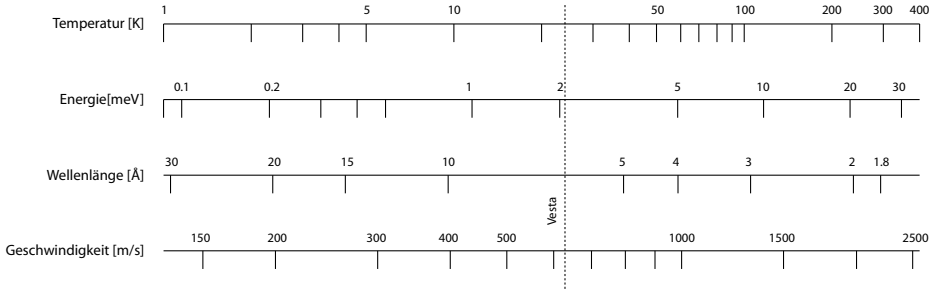



Abbildung 3.2: Relation von Temperatur, Energie, Geschwindigkeit und Wellenlänge von Neutronen gemäß Gleichung (3.1).

Abhängig von der benötigten Neutronenenergie, wird für ein Instrument ein Strahlrohr gewählt, welches Neutronen von einem bestimmten Moderator an das Instrument weiterleitet. Dies spiegelt sich in der Anordnung der einzelnen Instrumente an ISIS wieder. In Abb. 3.3 sind die verwendeten Moderatoren farblich gekennzeichnet.

Neben der Produktion von Neutronen werden an ISIS auch Myonen (siehe Abb. 3.3) erzeugt. Bevor der Protonenstrahl auf das Haupttarget trifft, durchdringt er noch ein Graphit-Target (Intermediate Target, 7). Ein kleiner Teil der Protonen trifft dabei auf Kohlenstoffatome und erzeugt kurzlebige Pionen, die mit einer Halbwertszeit von 26 ns in Myonen zerfallen. Diese Myonen werden in zwei Beamlines, der *EC Muon Facility* und *RIKEN* (Japan), verwendet. Zusätzlich gab es noch ein deutsches Projekt *KARMEN* (8), das sich der Untersuchung der bei der Spallation entstehenden Neutrinos widmete.

### Entwicklungen an ISIS

Derzeit finden an ISIS grundlegende Neuerungen statt. Neben einer Erneuerung der Ionenquelle und einer Aufrüstung des Linearbeschleunigers wird auch das Synchrotron durch den Einbau zweier zusätzlichen Segmente (Second Harmonic RF Cavities) auf 300 $\mu$A/h aufgerüstet. Ziel dieser Aufrüstung ist derzeit nicht die Neutronenintensität an ISIS direkt zu erhöhen, sondern zusätzliche Leistungsreserven für die in Planung befindliche "Second Target Station" anzulegen. Eine Erhöhung der Neutronenzahl an der bereits bestehenden Target-Station ist aufgrund der für 200 $\mu$A dimensionierten Strahlungsabschirmung des Target und der einzelnen Beamlines derzeit nicht vorgesehen [70]. Statt dessen wird

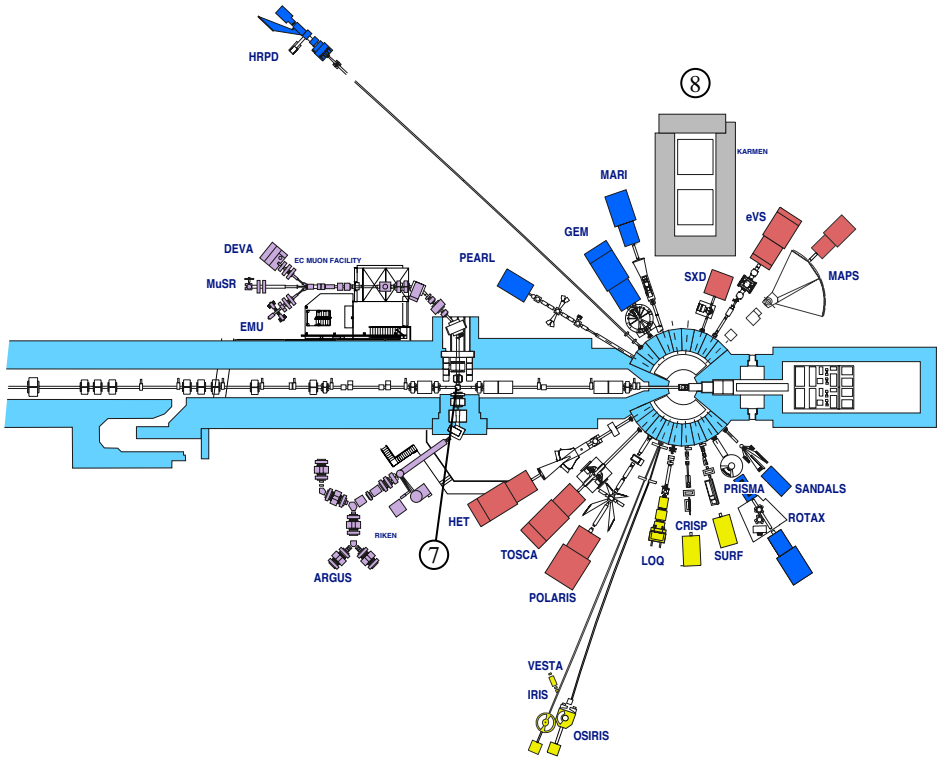



Abbildung 3.3: Die Experimenthalle von ISIS mit der Protonenbeamline, der Targetstation sowie den radial angeordneten Neutronenstrahlrohren. Die Farben der Experimente geben hierbei den verwendeten Moderator an. Gelb entspricht dem 25 K $H_2$ Moderator, Blau dem 100 K $CH_4$ Moderator und Rot dem 316 K $H_2O$ Moderator. Neben Neutronen werden auch Myonen (Intermediate Target, 7) und Neutrinos (8) untersucht.

geplant, jeden fünften Protonenpuls auf das zweite Target zu lenken. Somit entsteht eine zweite Neutronenquelle mit einer Arbeitsfrequenz von 10 Hz. Die Verluste am ersten Target werden durch den höheren Protonenstrom ausgeglichen.

Auf der Instrumentenseite wurden in letzter Zeit grundlegende Verbesserungen vorgenommen. Unter anderem wurde *TFXA* durch *TOSCA* [71], später durch *TOSCA II* [72] ersetzt, *LAD* durch *GEM* [73], *HRPD* wird um *ENGIN-X* ergänzt und *MAPS* hat seinen Betrieb aufgenommen. Zum Entstehungszeitpunkt dieser Arbeit wurde bereits begonnen, das deutsche Neutrino Experiment *KARMEN* [74, 75] abzubauen, wodurch zwei weitere Strahlrohre an ISIS frei werden.

Auch abseits der Neutronenforschung finden am Rutherford Appleton Laboratory spannende Entwicklungen statt. So gelang es dem RAL, Standort der neuen englischen Synchrotronstrahlungsanlage *DIAMOND* zu werden, deren Bau noch dieses Jahr beginnen soll. Ähnlich der erfolgreichen Kombination vom *Institute Laue-Lauville* (ILL) und dem Europäischen Synchrotron *ESRF* in Grenoble, Frankreich, könnte durch die Symbiose der beiden sich ergänzenden Forschungseinrichtungen ein interessantes Umfeld entstehen.

### 3.1.2 Das High Resolution Inelastic Spectrometer IRIS

Bei IRIS handelt es sich um ein "High-Resolution Quasi-/In-elastic Neutron Scattering Spectrometer" [76, 77, 78]. Neutronen, die von einer Probe gestreut werden, werden mittels Bragg-Streuung an Analysatorkristallen energieauflösend untersucht. Wie an gepulsten Quellen üblich, wird hierzu die Time-Of-Flight (TOF) Methode verwendet. Das Instrument befindet sich an dem N6-A Strahlrohr an ISIS und blickt über einen zirka 36 Meter langen Neutronenleiter auf den 25 K $H_2$ Moderator.

Das erste Stück der IRIS Beamline, noch innerhalb der Targetabschirmung, besteht aus einem Ni-Ti Superspiegel Neutronenleiter (vergleiche Abb. 3.5). Danach durchlaufen die Neutronen zwei Disc-Chopper im Abstand von 6.3 Meter bzw. 10 Meter vom Moderator. Diese Chopper bestehen aus einer mit neutronenabsorbierendem Material beschichteten drehbaren Scheibe, in der ein veränderliches Segment ("Blende") für Neutronen durchlässig ist. Diese Chopper besitzen eine Arbeitsfrequenz von 50, 25, 16.6 und 10 Hz und eine variable Phase zueinander. Dadurch lässt sich die durch ISIS vorgegebene Wiederholfrequenz von 50 Hz unterteilen und durch Einstellung von Phase und Blende jene Neutronen auswählen, deren Energie in einem 2 Å breiten Wellenband liegen. Nur diejenigen Neutronen durchdringen die Blenden und können somit zur Probenposition gelangen, deren Geschwindigkeit (Energie) ausreicht, um seit ihrer Erzeugung den Abstand zu den Choppern zurückzulegen. Der zweite Chopper bei 10 Meter hat die Aufgabe zu verhindern, dass schnelle oder langsame Neutronen eines vorhergehenden bzw. nachfolgenden Neutronenpulses ebenfalls die Probe erreichen können ("Frame-Overlap"). Nach den Choppern treten die Neutronen in einen gekrümmten Neutronenleiter ein. Die einzelnen Segmente des Leiters bestehen dabei aus 1 Meter langen Nickel-beschichteten Glasplatten, die zu rechteckigen Elementen mit 65×43 mm Innenmaß zusammengefügt sind. Durch den Krümmungsradius von 2.35 km tragen Gamma-Strahlen und schnelle Neutronen, die nicht im Aktzeptanzbereich des Leiters liegen, nicht zu einer erhöhten Untergrundzählrate bei. Abgeschlossen wird der Transport durch einen sich verengenden Nickel-Titan Leiter, der den Strahlquerschnitt auf 32×21 mm verengt und zu einer Erhöhung des Neutronenflusses um den Faktor 2.9 bei 5 Å führt. Dadurch ergibt sich an der Probenposition das in Abb. 3.6 gezeigte Neutronenspektrum.

Vergleicht man diese aus 2001 stammende Darstellung mit früheren [37, 35], so fällt auf, dass die Zählraten um annähernd einen Faktor zwei höher angegeben werden. Dieser Gewinn im Neutronenfluss wird durch die Installation des Ni-Ti Supermirror anstelle des zuvor verwendeten Neutronenleiters aus poliertem Stahl (Abb. 3.5) begründet. Da aber im gleichen Zeitrahmen auch die Effizienz des Detektorsystems an IRIS erhöht wurde, ist diese erhöhte Zählrate nicht eindeutig dem Supermirror zuzuweisen[2].

Das Instrument IRIS selbst besteht aus einem Vakuumgefäß (Ø= 2 m) welches zwei Analysator-Kristallbänke enthält (Pyrolytischer Graphit und Glimmer (Mica)), die jeweils ein Feld von zirka 50 ZnS Scintillator-Detektoren versorgen. Zusätzlich existieren 10 $^3$He-Gas Detektoren in 170° Rückstreuung. Um die thermisch diffuse Streuung zu minimieren wird die Graphit-Bank auf annähernd Flüssig-Helium Temperatur (ca. 4-10 K, je nach Position) gekühlt. Da sich die Position von *VESTA* etwa zwei Meter vor IRIS befindet, ist besonders der IRIS "Incident Beam Monitor", welcher sich direkt nach dem fokussierenden Endstück befindet, von Bedeutung.

[2]Es sei hier angemerkt, dass an *VESTA* kaum eine Zunahme an speicherbaren Neutronen messbar war. Zwischen den Messwerten des Jahres 1996 (vor dem Einbau) und den Messwerten der deutlich besser justierten Speicheranlage im Jahre 1998 liegen nur etwa 10% Zunahme.

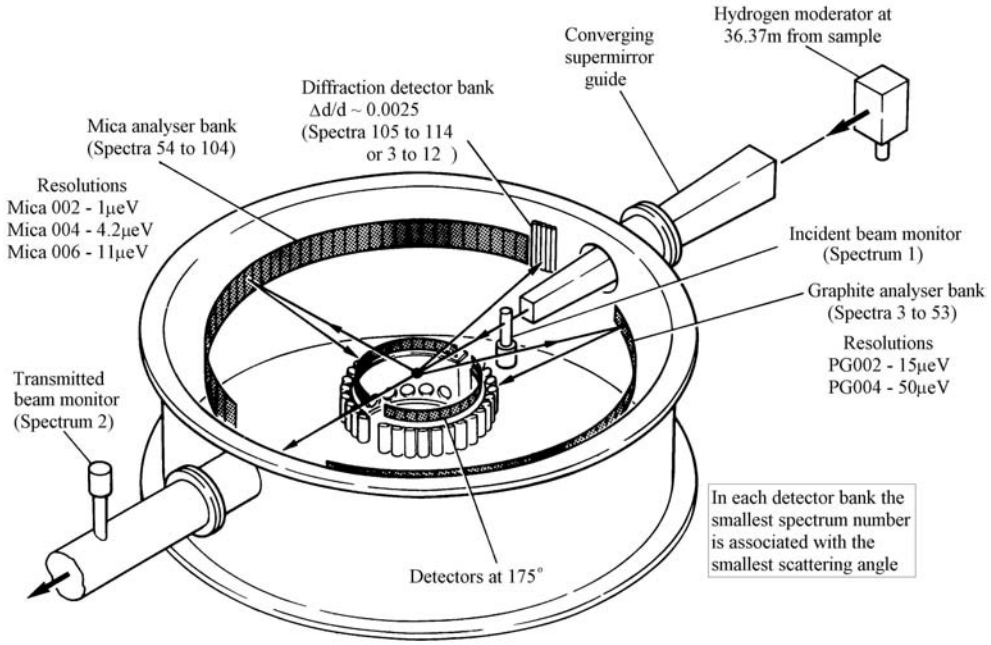



Abbildung 3.4: Das Layout des gastgebenden Instruments IRIS, übernommen aus [76].

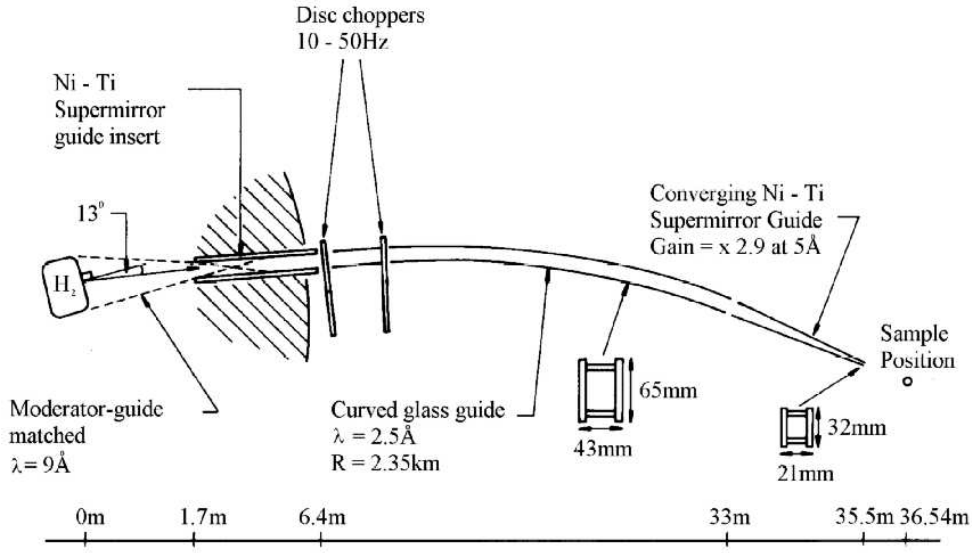



Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der IRIS Beamline aus [76]. Der ursprünglich aus poliertem Stahl bestehende, dem Moderator zugewandte Teil des Neutronenleiters wurde durch einen Ni-Ti Supermirror ersetzt.

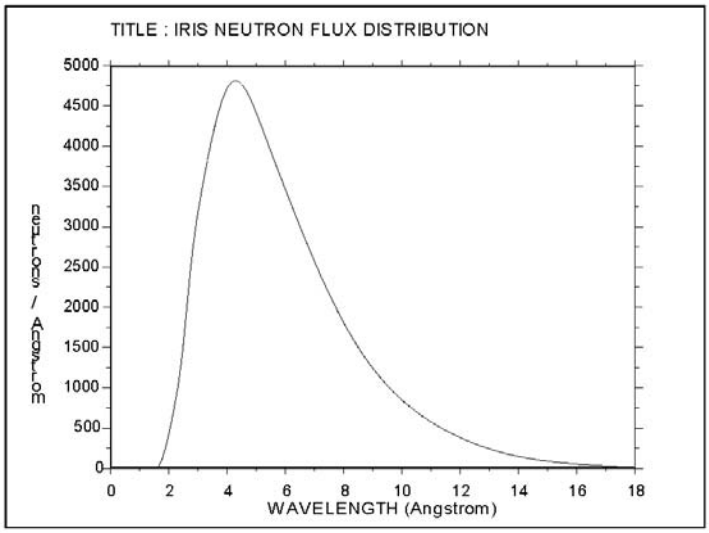



Abbildung 3.6: Das White-Beam Neutronenspektrum an der IRIS Probenposition [76], aus dem mit Hilfe der beiden Chopper ein 2 Å breites Wellenband entnommen wird.

**Das benachbarte Experiment OSIRIS**

Neben dem eigentlichen Gastexperiment IRIS ist auch das Schwesterexperiment *OSIRIS* [79] für den Betrieb des Speicherexperiments von Bedeutung. Beide Instrumente teilen sich den Beamport N6 an der Targetstation. Dies bedeutet, dass beide Instrumente den gleichen "Main Shutter" verwenden. Der Main Shutter ist ein Schwerbetonblock, der innerhalb der Targetabschirmung mittels Motoren vor den Beamport bewegt werden kann. Durch Schliessen dieses Shutters werden beide Instrumente gleichzeitig von der Neutronenquelle abgeschnitten, wodurch ein Arbeiten an den Instrumenten während des Betriebs von ISIS ermöglicht wird. Zwar existierten seit neuestem an den einzelnen Beamlines je ein "Intermediate Shutter", der kleinere Arbeiten am jeweiligen Instrument ohne Beeinflussung des anderen Experimentes ermöglicht, jedoch ist für einen Zugang zum Speicherexperiment *VESTA* aufgrund von Strahlenschutzbestimmungen nach wie vor ein Schließen des Main Shutters notwendig.

Da sich OSIRIS im Endausbau auch Messungen mit polarisierten Neutronen widmen will und sich das Experiment in unmittelbarer Nähe (siehe Abb. 3.3) des Neutronenspeichers befindet, ist bei den Entwicklungen an *VESTA* besonders auf Abschirmung elektrischer und magnetischer Felder zu achten.

## 3.2 Der Prototyp

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wurde der erste Neutronenspeicher, im folgenden als "Prototyp" bezeichnet, im Rahmen einer Dissertation von *M. Schuster* entwickelt und an ISIS installiert. Das Prinzip beruhte auf dem in Abschnitt 2.2.2 beschrieben Einfluss von (statischen) Magnetfeldern auf die Reflektivität einer Perfektkristallplatte und der Tatsache des ein System von mehreren derart magnetisch geschalteten Perfekt-Einkristallen als Speicher für monoenergetische Neutronen verwendet werden kann [34, 51].

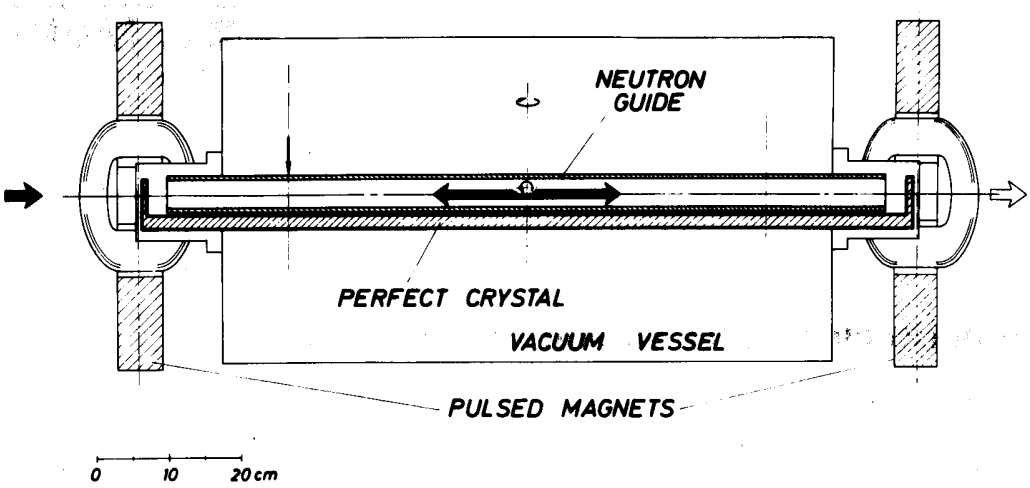
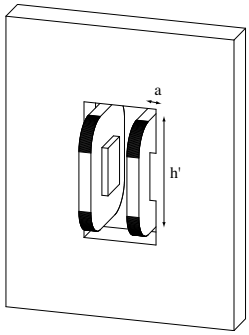



Abbildung 3.7: Die Originalgraphik aus [47] zeigt das Speichersystem mit seinen Grundkomponenten, dem Speicherperfektkristall und dem Neutronenleiter, sowie den beiden gepulsten Magneten.

Kernstück der Anlage (Abb. 3.7) ist der nach wie vor verwendete, ein Meter lange Silizium-Perfektkristall, welcher in Abschnitt 4.1.1 näher beschrieben wird. Zwischen den Endplatten dieses Speicherkristalls (im weiteren auch als "Kristall-Spiegel" bezeichnet) wurde ein Neutronenleiter mit einer Länge von 1000 mm und einem Innenquerschnitt von 26×40 mm eingesetzt, der in seinem Zentrum drehbar gelagert war. Die Justierung des Neutronenleiters bezüglich des Kristalls erfolgte über zwei Linearmotoren, die in einem Abstand von 333 mm vom Drehpunkt angebracht waren und es ermöglichten, den Leiter sowohl vertikal wie auch horizontal zu verstellen. Da sich der Leiter nahe den gepulsten Magneten befand, wurde statt der üblichen Nickelbeschichtung ein unbeschichteter Floatglas Neutronenleiter verwendet, um Vibrationen aufgrund von induzierten Wirbelströmen zu vermeiden. Das System aus Speicherkristall und Neutronenleiter befand sich in einem Vakuumgefäß, um die Streuung von Neutronen an Luftmolekülen zu minimieren. Die Verlustrate von Neutronen an Luft wird in [47] mit $1.25 \cdot 10^{-4} \mathrm{m}^{-1} \mathrm{mbar}^{-1}$ angegeben und deckt sich mit späteren Messungen. Da sich die für die Erzeugung des Magnetfeldes verwendeten Elektromagnete aus Kühlungsgründen außerhalb des Vakuumgefäßes befinden sollten, mussten die Endstücke des Vakuumgefässes zwischen Kristall und Magnetjoch eingepasst werden. Es musste also ein Material gewählt werden, welches keine oder nur geringe elektrische Leitfähigkeit besitzt, gleichzeitig mussten die Stirnflächen des Gefäßes für Neutronen transparent sein. Als Lösung wurde ein Vakuumgefäß aus Plexiglas gewählt, welches durch ein inneres Edelstahlgerüst stabilisiert wurde. Plexiglas bietet neben seiner geringen Leitfähigkeit auch den Vorteil einer optischen Kontrolle der Anlage im Inneren. Als Fenster für den Neutronen Ein- und Austritt wurden 6 mm dicke Silizium-Perfektkristall Platten aufgeklebt, deren Oberflächennormale nicht nahe der für die Speicherung verwendeten [111] Ebene lag. Somit konnten Neutronen mit einer Wellenlänge von ca. 6.27 Å diese Endplatten annähernd ungehindert passieren. Der Verlust beim Durchtritt durch die Platten wird in [37] mit 2.24% angegeben. Das Vakuumgefäß ist mit einem Alcatel Pumpstand verbunden[3].

[3]Bei dem Prototypen kam nur eine Rotationspumpe zum Einsatz, die später um eine Turbo-Molekular-




Magnetjoch:

| | |
|---|---|
| Silizium-legierte 0.35 mm Bleche | |
| Spaltbreite | 4 cm |
| Spalthöhe | 8 cm |
| Jochdicke | 6 cm |

Magnetspulen:

| | |
|---|---|
| Windungszahl | 36 |
| Durchmesser a | 12 cm |
| Höhe h' | 7.4 cm |
| Gesammtinduktivität | ~ 0.47 mH |
| Kaltwiderstand | ~ 0.01 Ω |

Abbildung 3.8: Die für den Neutronenspeicher konstruierten Elektromagnete zur Erzeugung des gepulsten Magnetfeldes am Ort der Kristallspiegel.

Das für die Verschiebung des Wellenvektors aus der Totalreflexion der Spiegelplatten nötige Magnetfeld wurde mittels zweier Elektromagnete (Abb. 3.8) erzeugt, deren Dimensionierung in Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma Brucker GmbH. erfolgte. Die Anspeisung der Elektromagnete erfolgt über eine eigens entwickelte Leistungselektronik, die in [35] beschrieben ist. Zum Zeitpunk der Entwicklung stand noch nicht fest, ob das Experiment an einer gepulsten oder kontinuierlichen Quelle betrieben wird. Das ursprüngliche

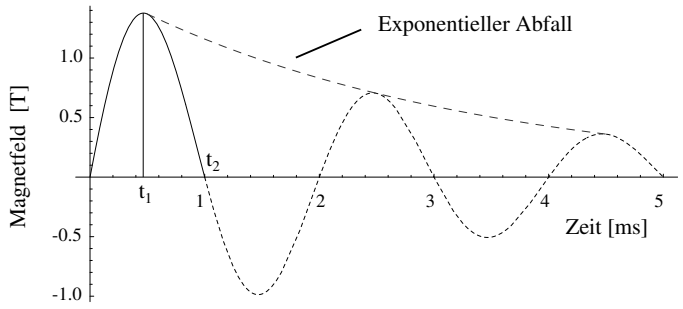



Abbildung 3.9: Ursprünglich geplanter Magnetfeldverlauf. Nach dem Anschwingen $t_1$ geht das Magnetfeld durch Zünden des Kurzschlußkreises in einen exponentiellen Abfall über. Dieser Teil entfällt bei gepulsten Quellen. Statt dessen wird bei $t_2 = 1$ ms der Stromkreis wieder unterbrochen. Das Rückschwingen wird von einem eigenen Schwingkreis übernommen.

Design sah demnach vor, das gesamte Speichervolumen mittels eines langen Magnetpulses zu befüllen, wozu ein Magnetfeld von 1.26 Tesla vorgesehen war, welches in 0.5 ms aufgebaut, 3.4 ms lang gehalten und in 0.5 ms vernichtet werden sollte (Abb. 3.9). Die für jeden Magneten getrennt ausgeführte Leistungselektronik bestand im Wesentlichen aus einer modifizierten Crowbar Schaltung mit einer Kondensatorbatterie (3.2 mF), den oben beschriebenen Elektromagneten, einer Kurzschlussspule sowie einer Rückschwingspule. Als Schaltelemente kamen Thyristoren der Firma Siemens zum Einsatz. Die Aufgabe der Kurzschlussspulen war hierbei das Halten des Magnetfeldes nach dem Anschwingen, die Aufgabe der Rückschwingspulen war es, die Energie der (nach dem Magnetpuls negativ gepolten) Kondensatoren wieder zu gewinnen. An einer gepulsten Quelle, bei der die einzelnen Neutronenpulse nur eine Breite von 150 $\mu$s besitzen kann das Halten des Magnetfeldes

Pumpe ergänzt wurde.

entfallen, und die etwa 1 ms lange erste Sinus-Halbschwingung verwendet werden. Durch Entfernen des Kurzschlusskreises entfiel auch ein Teil der aufwendigen Schutzbeschaltung. Die anderen Kenngrößen, des Schwingkreises (z.b. Anschwingzeit) blieben jedoch erhalten.

**Einsatz an IRIS**

Im Gegensatz zu den weiteren Experimenten stand der Prototyp im direkten Stahl von ISIS. Zu diesem Zweck wurde der letzte Teil des IRIS Neutronenleiters vor dem konvergierenden Endstück (vergleiche Abb. 3.5) entfernt. Dadurch ergab sich ein zirka drei Meter langer Bereich, in dem der Neutronenspeicher installiert werden konnte.

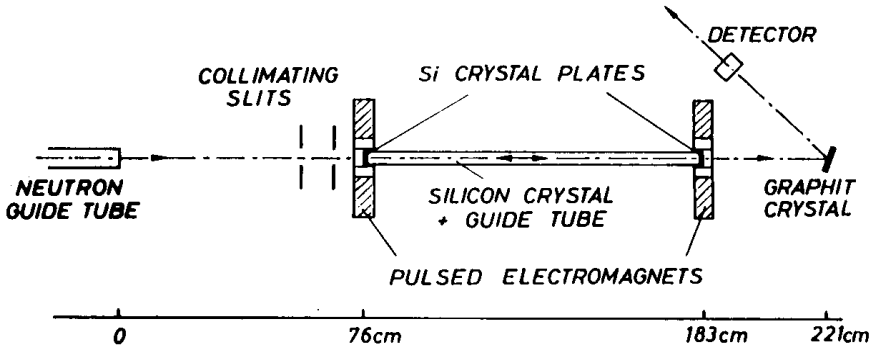



Abbildung 3.10: Die Graphik aus [36] zeigt die erste realisierte Anordnung des Speicherexperiments. Der Speicher steht im direkten Neutronenstrahl von ISIS, der Graphitkristall wirkt als Analysator.

Abb. 3.10 zeigt diesen ersten realisierten Aufbau [36]. Der als Analysator verwendete Graphitkristall reflektiert die Neutronen geeigneter Wellenlänge in Richtung Detektoren. Aufgrund der hohen Neutronenzahl des Hauptpulses wäre es nicht möglich die gespeicherten Neutronen im direkten Strahl nachzuweisen. Zudem käme es zu einer Überlastung der Detektoren. Dieser Aufbau bedingte, dass IRIS seinen Betrieb für die Dauer der Messzeit sowie der aufwändigen Umbauarbeiten einstellte. Dementsprechend knapp bemessen war die für den Einsatz des Prototypen zur Verfügung stehende Messzeit. Heute stellt IRIS das am meisten überbuchte Instrument an ISIS dar. Ein derartiger Umbau währe auf Grund des hohen zeitlichen Ausfalls von IRIS nicht mehr praktikabel.

## 3.3 Ein Speicher Namens VESTA

Nach den erfolgreichen Tests des Prototypen wurde beschlossen den Neutronenspeicher in ein permanent installiertes Experiment umzuwandeln [65, 63]. Um einen Parallelbetrieb mit dem Hauptexperiment zu ermöglichen, musste der Speicher aus dem direkten Strahl entfernt werden. Als Lösung wurde die Entwicklung einer sekundären Beamline gewählt. Für die Extraktion eines Neutronenstrahls kann hierbei ein pyrolytischer Graphitkristall mit den Abmessung 50×63×2 mm und einer Mosaikbreite von 0.4° durch eine Öffnung im IRIS Neutronenleiter in den Primärstrahl eingebracht werden. Durch diesen Kristall werden in einem engen Wellenlängenbereich (Breite ≈ 0.05 Å) etwa 35% der Neutronen (siehe auch Abb. 3.24) aus dem IRIS Strahl reflektiert und stehen sowohl für Speicherexperimente als auch für andere Experiment zur Verfügung. So wurde an diesem, im weiteren

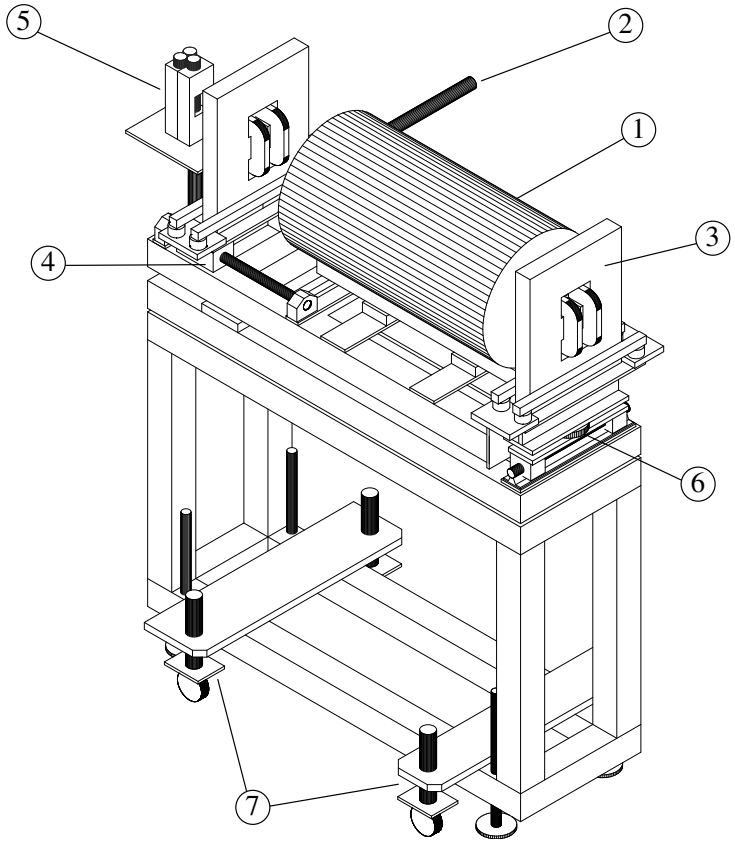



Abbildung 3.11: Konzept des ersten Neutronenspeichers: Plexiglas Vakuumgefäß (1), Anschluss für Vakuumpumpe (2), Einlassmagnet (3), Verstelleinrichtung des Auslassmagneten (4), Detektoren (5), Justierungseinrichtung des oberen Tisches (6) sowie das nachträglich angebrachte "Kinematic Mounting System" (7). Dargestellt ist jene Version, die nun als *VESTA*-I bezeichnet wird.

als *VESTA*-Beamline bezeichneten, sekundären Neutronenstrahl sowohl das Experiment *MUSICAL* [80, 81] betrieben, als auch Neutronenleiter für das benachbarte Experiment OSIRIS (*D. Martin* et al) getestet.

Durch die direkte Ankopplung an den auf etwa 0.1 mbar evakuierten IRIS Leiter muss sich auch der Kristall sowie seine Justiereinrichtungen im Vakuum befinden. Zu diesem Zweck wurde an der ursprüngliche Position der Speichers eine Vakuumbox an der IRIS Beamline angebracht und aus dem entsprechenden Neutronenleitersegment eine Glasplatte auf einer Breite von 55 mm entfernt. Im Inneren dieser Monochromatorbox (Abb. 3.12) kann der Kristall (1) über einen Translationsschlitten (3) bei Bedarf bis etwa in die Mitte des IRIS Strahls eingebracht oder gänzlich aus dem Stahl entfernt werden. Dies geschieht über ein System von mechanischen Zahnrädern, Zahnriemen und Stangen, die über eine Vakuumdurchführung auf den Translationsschlitten wirken. Durch ein ähnliches System wird einen Rotation des Kristalls (4) ermöglicht. Diese Rotation definiert dabei den Bragg-Winkel und somit die Wellenlänge der extrahierten Neutronen. In seiner Arbeitsposition im Strahl kann der Kristall auch verkippt werden (5), wodurch der horizontale Verlauf der sekundären Beamline bestimmt wird. Entsprechend der gewünschten Wellenlänge von 6.27 Å muss der Graphitkristall, dessen Netzebenenabstand bei [200] Reflexion 3.355 Å

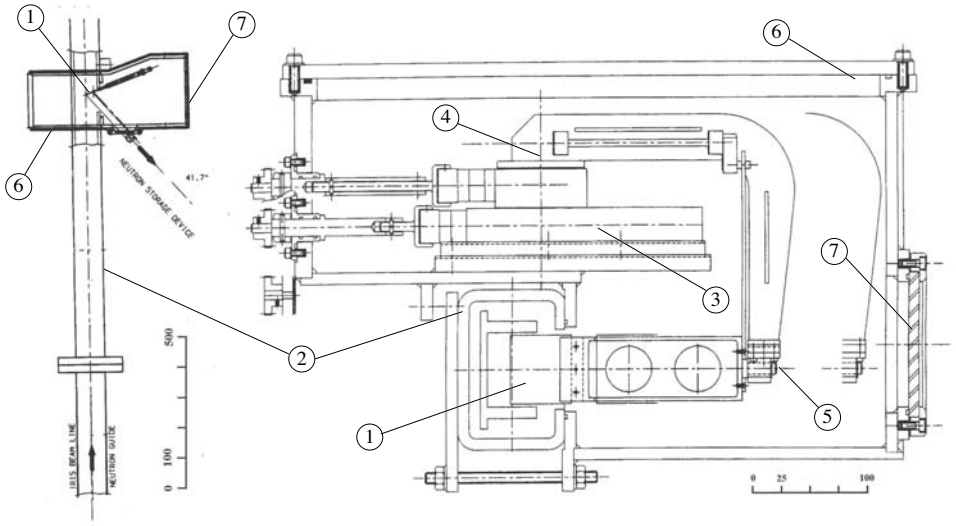



Abbildung 3.12: Position und innerer Aufbau der Monochromatorbox. Graphitkristall (1), IRIS Beamline (2), Translationsschlitten (3), Achse der Rotation (4), Achse der Verkippung (5), Vakuumbox (6), Sichtfenster (7). © 1993 *SERC*.

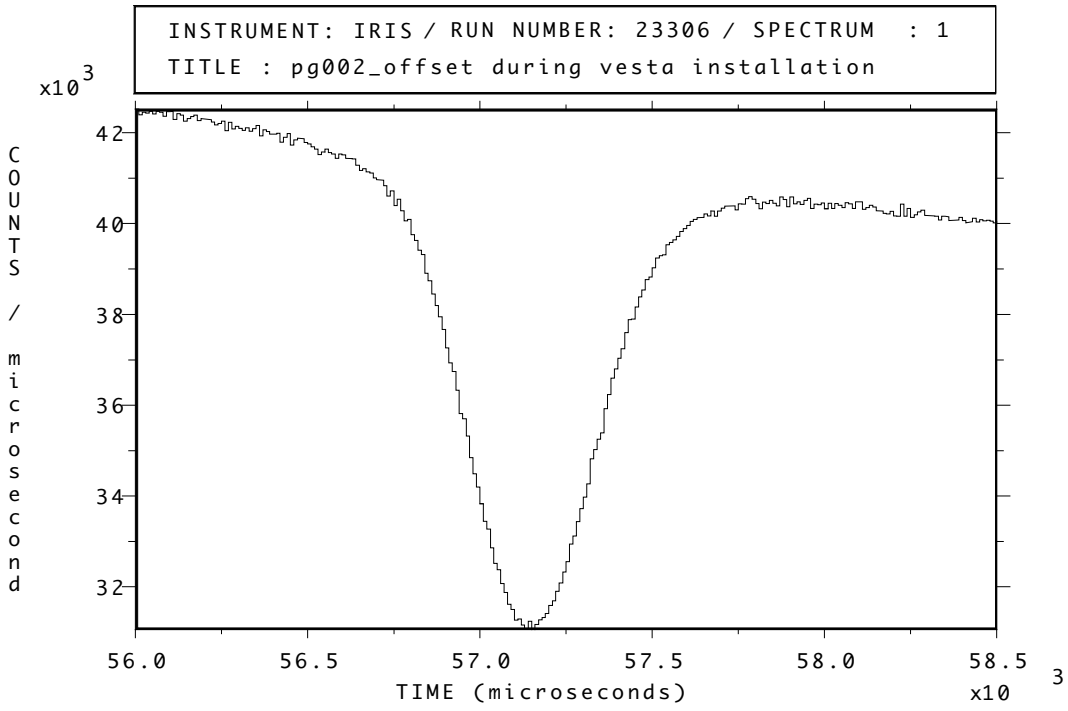



Abbildung 3.13: Flugzeit-Messung des Incident Beam Monitors von IRIS, aufgenommen während der Installation der neuen Anlage im Dezember 2001. Die vom *VESTA* Graphitkristall gestreuten Neutronen erscheinen als Senke im Spektrum, deren Position durch den Bragg-Winkel bestimmt ist. Für die optimale Arbeitsstellung ergibt sich eine Position von 57.14 ms.

beträgt, gemäß Gleichung (2.1) auf einen Braggwinkel von 69.16° ausgerichtet werden. Dies geschieht, indem man den Kristall in Rückstreurichtung ($\theta = 90°$) bringt, wodurch die reflektierte Wellenlänge ein Maximum (6.71 Å) annimmt. Diese rückgestreuten Neutronen erscheinen als Senke im Incident Beam-Monitor und Transmitted Beam-Monitor von IRIS. Im Time-Of-Flight Spektrum Abb. 3.13 bedeutet dies, dass die Position dieser Senke je nach Stellung des Kristalls variiert und bei Rückstreuung ein zeitliches Maximum (längste Laufzeit) erreicht. Ausgehend von dieser Position kann nun die Laufzeit in eine Wellenlänge umgerechnet und somit der gewünschte Bragg-Winkel direkt im IRIS Monitor eingestellt werden. Zusätzlich verfügt der Rotationsmechanismus über einen Inkementalkodierer und ein Anzeigegerät (Micro Control CV78), die ebenfalls eine definierte Rotation in 0.01° Schritten erlauben. An IRIS ergab sich die maximale Laufzeit zu 61.123(1) ms, die Laufzeit für den Kristall in Arbeitsposition zu 57.139(3) ms. Nach der Reflexion am Monochromator treten die Neutronen in einem Winkel von 41.68° (bezüglich des IRIS Strahls) durch ein Aluminium-Fenster aus und stehen als sekundärer Strahl für die weiteren Messungen zur Verfügung. Dieser Strahl besitzt anfänglich eine Breite von etwa 20 mm und eine Höhe von 58 mm. Der Neutronenfluss im Strahl wurde mittels Goldfolienaktivierung auf $\Phi_{vst}$ = 2.94(30) $\cdot 10^4$n/s·cm$^2$ bestimmt. Weitere Messungen und Rechnungen zu der Intensität und Divergenz des Strahls finden sich in [37].

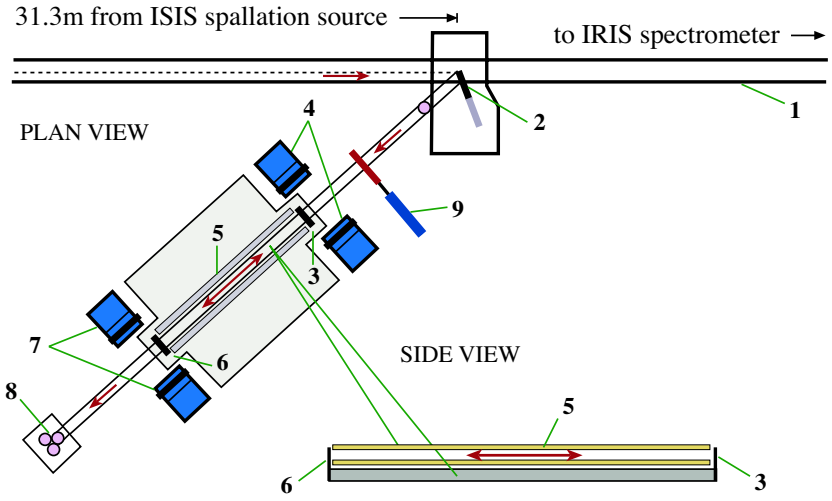



Abbildung 3.14: Aufbau des ersten permanent installierten Speicherexperiments. IRIS-Beamline (1), Monochromator-Kristall (2), vordere Speicher-Kristallplatte (3), Einlassmagnet (4), Neutronenleiter (5), hintere Speicher-Kristallplatte (6), Auslassmagnet (7), Detektoren (8), Shutter (9).

Durch die Schaffung einer eigenen Beamline ergab sich der in Abb. 3.14 dargestellte Aufbau des ersten permanent installierten Speichers. Bereits eingezeichnet ist der in 3.3.2 beschriebene Shutter zur Unterdrückung nachfolgender ISIS Pulse.

### Entwicklung einer Steuerelektronik

Mit seiner neuen Position als permanent installiertes Experiment wurde *VESTA* auch mit einer eigenen Datenerfassungselektronik (DAE) und Synchronisationselektronik (SCE) ausgerüstet. Die Datenerfassung basiert auf der an ISIS verwendeten Standardelektronik bestehend aus einem Steuerrechner (VAX oder Alpha Station) mit Betriebsystem VMS,

einer Einheit zum Aufarbeiten der Detektorsignale (dem *Instrument Crate*) sowie der zentralen Speicher und Synchronisationseinheit (*System Crate*). Das System Crate verarbeitet hierbei die vom Instrument Crate kommenden digitalen Signale, speichert die Impulse entsprechend ihrer zeitlichen Erfassung in Kanälen ab und übernimmt die Synchronisation mit der Neutronenquelle. Über den Steuerrechner kann die Breite der Zeitkanäle, die Dauer einer Datenerfassung sowie die Anzahl der Wiederholungen (in Zahl der Frames oder $\mu$Ah) eingestellt werden. Nach dem Beenden eines Versuches (im weiteren als "Run" bezeichnet) werden die bis dorthin im System Crate gespeicherten Daten auf den Steuerrechner übertragen. Im Gegensatz zu den an ISIS normalerweise betriebenen Instrumenten beschränken sich die Zeiterfassungsrahmen (Frames) an *VESTA* nicht auf den üblichen Millisekunden-Bereich[4], sondern mussten für die Neutronenspeicherung auf die Größenordnung Sekunden erweitert werden. Das für *VESTA* verwendete System Crate stellt durch seine Adaption auf diese Anforderungen somit ein Unikat dar.

Aufgabe der von *E. Jericha* entwickelten und gebauten SCE war die Synchronisation des Neutronenspeichers mit der DAE und dadurch mit der Neutronenquelle. Sie besteht aus einem Elektronik-Rack mit mehreren baugleichen Einschüben (Boards) sowie einem Steuerrechner (PC). Die SCE übernimmt zudem die Steuerung des Ladezyklus der Kondensatorbänke, die Ansteuerung der Magnete, sowie die Ansteuerung des in 3.3.2 beschriebenen Shutters. Zu diesem Zweck müssen sowohl die SCE und die DAE ihre Bereitschaft zur Datenaufnahme abgleichen. Dies geschieht im wesentlichen über fünf Signalleitungen, deren Funktion in der folgenden Tabelle zusammengefasst ist.

| Signal | SCE | $\leftrightarrows$ | DAE | Kurzbeschreibung |
|---|---|---|---|---|
| `RUNNING` | RUN | $\rightarrow$ | RUNNING | SCE zum Start eines Runs bereit |
| `FRAME START` | FSTART | $\rightarrow$ | START | Start der Datenerfassung |
| `DAE Acqu.` | DAS | $\leftarrow$ | DAE | Datenerfassung aktiv, zeitlicher Bezugspunkt für den aktiven Frame |
| `FRAME STOP` | FSTOP | $\rightarrow$ | STOP | Stopp der Datenerfassung |
| `SMP` | SMP | $\leftarrow$ | SMP | Secondary Master Pulse (Synchronisation mit dem an ISIS erzeugten Neutronenpuls) |

Tabelle 3.1: Übersicht über den Signalaustausch zwischen der Datenerfassung-Elektronik (DAE) und der Synchronisations-Elektronik (SCE). Die erste Spalte gibt den Namen des Signals wieder, die zwei weiteren Spalten entsprechen der Beschriftung der jeweiligen Signalbuchsen. Die Pfeilrichtung gibt die Richtung des logischen Signals an.

**Beschreibung des Signalablaufs :** Die SCE teilt über das `RUNNING` Signal der DAE mit, wenn ein Speicherversuch (Run) begonnen werden soll. Ist innerhalb der DAE das "Running Flag" (welches die Bereitschaft der DAE signalisiert) aktiv, wird ein Run gestartet. Dieses `RUNNING` Signal bleibt während den einzelnen Durchläufen (Frames) des Speicherversuchs aktiv. Ein Run besteht normalerweise (je nach Messzeit) aus mehreren Tausend Frames. Sind die Kondensatoren vollständig geladen und ist die SCE in ihrem Ausgangszustand, wird ein neuer Frame über `FRAME START` angefordert. Ist keines der existierenden VETO-Signale (welche zum Beispiel eine

[4]ISIS Standardexperimente arbeiten entsprechend der ISIS Arbeitsfrequenz von 50 Hz mit Zeitrahmen von 20 ms oder einem Vielfachen (40, 80 etc. ms) davon.

geschlossene Beamline anzeigen) aktiv, beginnt die DAE mit der ansteigenden Flanke des nächsten Secondary Master Pulse (`SMP`) die Datenerfassung und sendet das Signal `DAE` zurück. Der `SMP` zeigt im wesentlichen die Erzeugung eines Neutronenpulses (normalerweise alle 20 ms) an ISIS an.[5] Das DAS Signal zeigt somit die aktive Datenerfassung an, seine ansteigende Flanke dient als Referenz für alle Timer innerhalb der SCE. Wenn aus der Sicht der SCE ein Frame beendet werden kann (im Allgemeinen wenn die Neutronen nach ihrer Speicherung wieder entlassen wurden) fordert sie die DAE mittels des `FRAME STOP` Signals zur Beendigung des Durchlaufs auf. Wieder mit dem nächsten `SMP` synchronisiert, deaktiviert die DAE darauf das `DAS` Signal, unterbricht die Datenaufnahme und wartet auf das nächste `FRAME START` Signal bis das `RUN` Signal von der `SCE` deaktiviert wurde.

Ausgehend von dieser Synchronisation mit der DAE übernimmt nun die SCE den eigentlichen Steuerprozess des Neutronenspeichers. Zu diesem Zweck kann jeder der 3 Einschübe der SCE mit Hilfe von je 30 Zähler-Bausteinen (16 Bit) sowie eines 10 MHz Oszillators eine Reihe von zeitlich geordneten Signalen generieren. Ein Teil der Zähler wird hierbei zum Unterteilen der Board-Basisfrequenz (10 MHz) verwendet, um längere Zeitintervalle zu ermöglichen[6]. Die Generierung der Signale im Steuerprogramm ist wiederum in 3 Untergruppen ("Cycle") eingeteilt. Mit einem Parameterfile können die verschiedenen zur Verfügung stehenden variablen Zeiten (Txy), sowie die Clock-Frequenzen, mit denen sie realisiert werden sollen, eingestellt werden.

Um größtmögliche Flexibilität zu erreichen, kann über eine Reihe von Steckern (Jumper) das SCE-Board in einen von vier *Moden* gesetzt werden. Dies beeinflusst den Beginn der einzelnen Zeiten zueinander. Je nach dem gewählten Modus (1-4) beziehen sich die Werte von T01 bis T23 auf die in Abb. 3.15 dargestellten Zeiten. Dies lässt sich anhand der in Abb. 3.15 dargestellten Zeitstruktur diskutieren. Ein Timer beginnt entweder mit dem Ende eines anderen Timers, oder mit der nächsten ansteigenden Flanke des SMP Signals. Der **Modus 1** hebt die Unabhängigkeit der verschiedenen Cycle hervor. Die Zeiten des ersten Cycle Tx1 starten in der angegebenen Reihenfolge mit dem Ende des vorhergehenden Signals. T12 des Cycle-2 startet mit dem ersten SMP Signal nach T02, T13 entsprechend mit dem SMP nach T03. Der **Modus 2** verbindet nun Cycle-1 und Cycle-2 in der Weise miteinander, das T12 mit dem Ende von T21 startet. Cycle-3 bleibt unabhängig. Hierbei ist zu beachten das T02 kleiner als T11+T21 gewählt werden muss. **Modus 3** verbindet in gleicher Weise nun Cycle-2 mit Cycle-3. Im **Modus 4** werden nun alle drei Cycle miteinander verbunden. T02 und T03 können frei gewählt werden, solange sie vor den nachfolgenden Signalen T12 und T13 enden. Zusätzlich existieren für jeden Cycle auch noch die Timer TM und TE. Diese Timer sind von der Wahl des Modus unabhängig. TM beginnt mit dem DAS, TE mit dem Ende von TM.

Für jeden Cycle kann nun (binär codiert) definiert werden, nach welchem Timer ein Signal über die entsprechende Gehäusebuchse abgegeben wird und welcher Timer ohne Signalabgabe endet. Ein Cycle kann auch deaktiviert werden. Zeiten in einem deaktivierten Cycle werden ignoriert, Signale werden keine gesendet. Ein Ausschnitt aus den möglichen Status-Bits findet sich in der folgenden Tabelle. Diese Bit-Folge muss vor dem Einsetzen in das Steuerprogramm noch in eine Dezimalzahl konvertiert werden.

[5] Genau genommen bezieht sich der `SMP` auf die mit ISIS synchronisierten IRIS-Chopper, welche wiederum durch den ISIS Master Puls gesteuert werden. Ein SMP unterbleibt, wenn sich der Chopper nicht in korrekter Phase befunden hat.

[6] Mit einem 16-Bit Zähler lassen sich Zeiten von $2^{16}$/f [MHz] $\mu$s realisieren.

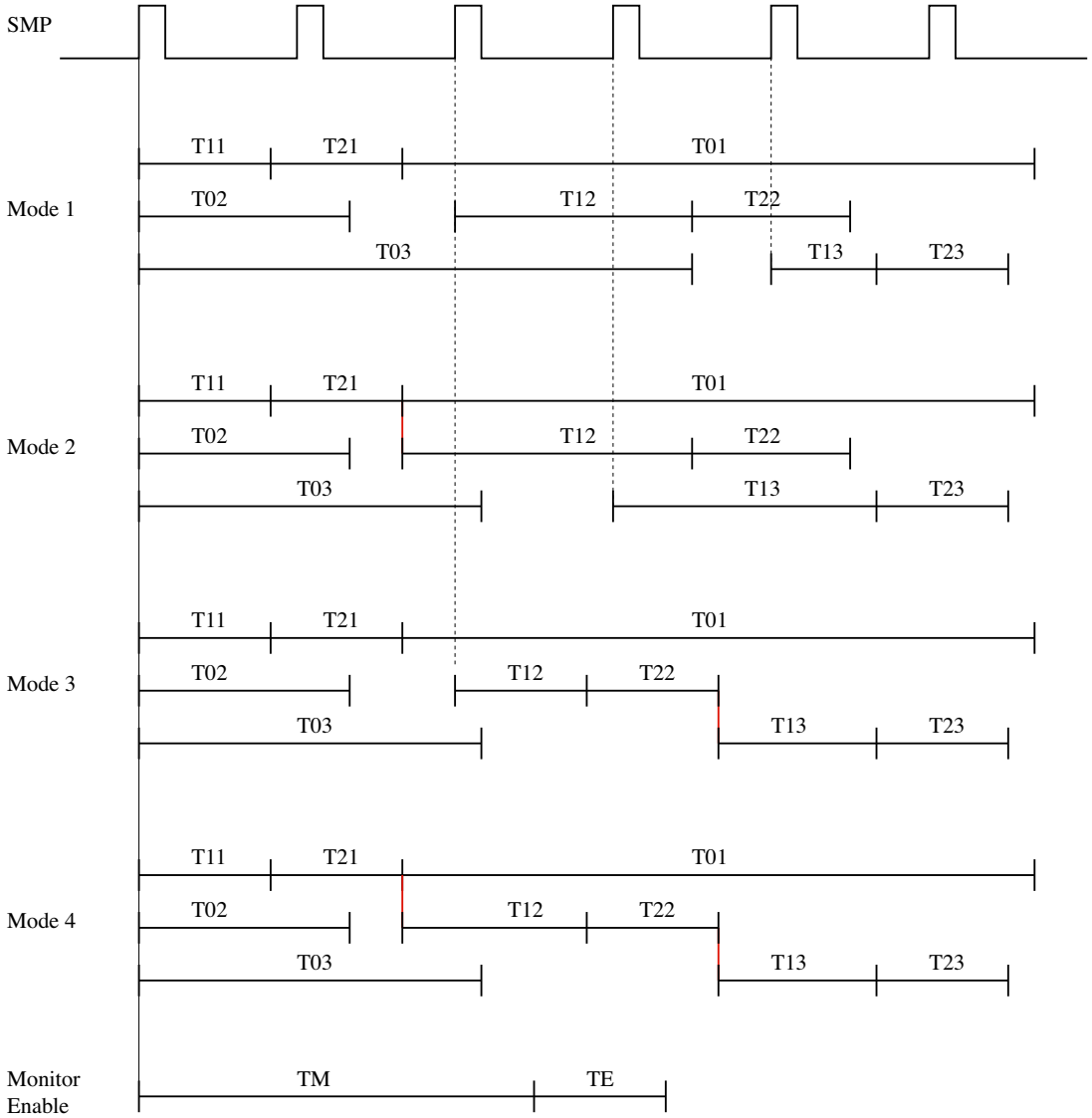



Abbildung 3.15: Schema der Zähler bei den vier verschiedenen SCE Moden. Die Zeitintervalle T11, T02, T03 starten alle synchron mit dem ersten SMP Signal nach Erhalt des RUNNING Signals. **Mode 1** hebt die Unabhängigkeit der verschiedenen Cycle hervor. T12 und T13 starten mit dem nächsten SMP nach T0x. In **Mode 2** ist T12 an T21 gekoppelt. Cycle 3 bleibt unabhängig. **Mode 3** verbindet T13 mit T22, während T12 mit dem betreffenden SMP Puls beginnt. **Mode 4** schließlich verknüpft alle drei Cycle. T12 startet nach T21 und T13 nach T22. Die Signale TM und TE sind unabhängig der Wahl des Modus.

Signalabgabe entsprechend dem Cycle Status

| Bit | Beschreibung |
|---|---|
| D0 | Aktivierung des Cycle |
| D1 | Sendet Signal für Magnet 1 nach T1i |
| D2 | Sendet Signal für Magnet 2 nach T2i |
| D3 | Sendet "Detector enable" Signal nach TMi |

Ziel dieser Aufteilung ist eine hohe Flexibilität in der Wahl der Zeiten und ihrer über die Time Clock-Frequenz definierte Genauigkeit. Modus 4 eignet sich beispielsweise für lange Speicherzeiten mit hoher zeitlicher Genauigkeit. T11 kann für das Pulsen des ersten Magneten und somit das Befüllen des Speichers verwendet werden (Status Cycle-1 = '00011' = 3). Die Speicherzeit T21+T12+T22+T13+T23 kann durch unterschiedliche Wahl der Timer-Frequenzen flexibel zusammengesetzt werden (Status Cycle-2 = '00001' = 1). Durch Setzen des Status des Cycle-3 auf 5 ('00101') wird nach dem Ende von T23 der zweite Magnet ausgelöst und somit der Speicher wieder entleert. Modus 1 kann beispielsweise für die später beschriebene Mehrfach-Puls Speicherung verwendet werden. Hierbei kann mit jedem Cycle ein eigener Neutronenpuls gespeichert werden. Somit können pro Einschub die notwendigen Signale zur Speicherung von bis zu drei Pulsen generiert werden. Werden zwei Einschübe im sogenannten Group-Mode verwendet, erhöht sich die Anzahl der möglichen Pulse auf Sechs. Richtlinien und Anweisungen zum Erstellen eines Parameterfiles VCPxx.dat für das Steuerprogramm finden sich in [82] sowie in [37], ein Beispiel eines verwendeten Steuerfiles findet sich in Anhang B.

Diese Art der Signalgenerierung ist flexibel genug um mit nur wenig Adaptionen auch im neuen Aufbau des Speicherexperiments verwendet werden zu können.

### Weitere Verbesserungen der Anlage gegenüber dem Prototypen

Auch am Speicherexperiment selbst wurden von *E. Jericha* zahlreiche Verbesserungen durchgeführt. Die erste Computersimulation der Anlage wies als eine der Hauptursachen des Verlusts von Neutronen während des Speichervorganges die relativ großen Zwischenräume (32 mm) zwischen den Enden des Neutronenleiters und den Spiegelplatten des Speicherkristalls aus. Aus diesem Grund wurde ein neuer Neutronenleiter mit einer Länge von 1063 mm angefertigt, wodurch sich die Spaltbreite auf lediglich 0.5 mm pro Seite reduzierte. Auf Grund der engen Zwischenräume der Elektromagneten musste der neue Neutronenleiter an seinen Enden leicht abgefräst werden. Dies gehört noch heute zu den Merkmalen des verwendeten Neutronenleiters (siehe Abschnitt 4.1.2).

Die zwei, nebeneinander angeordneten $^3$He Zählrohre des Detektors wurden um ein weiteres zentral angeordnetes (baugleiches) Zählrohr ergänzt, wodurch sich die Effizienz des Detektors deutlich verbesserte (siehe Abschnitt 4.7). Änderungen wurden auch an den Rückschwungspulen sowie der Neutronenleiteraufhängung durchgeführt. Die zur Erzeugung des Vakuums verwendete Rotationspumpe wurde um eine Turbomolekular-Pumpe erweitert, nicht zuletzt um eine Verunreinigung des Speichersystems durch das Öl der Vorpumpe zu verhindern. Im weiteren wurde eine eigene Messkabine für die Steuerung des Experiments errichtet.

### 3.3.1 Einfluss der Justierung der Anlage

In einer weiteren Diplomarbeit [38] wurde der Einfluss der Justierung der Anlage untersucht. Es erfolgte sowohl eine Justierung des Silizium-Kristalls bezüglich des einfallenden Neutronenstrahls, als auch des Neutronenleiters bezüglich des Speicherkristalls. Wie erwartet wirkt sich die Justierung des Speichers bezüglich des Neutronenstrahls in erster Linie auf die (zu Beginn der Messung vorhandene) Anzahl der speicherbaren Neutronen aus, während die Justierung des Neutronenleiters das Speicherverhalten definiert.

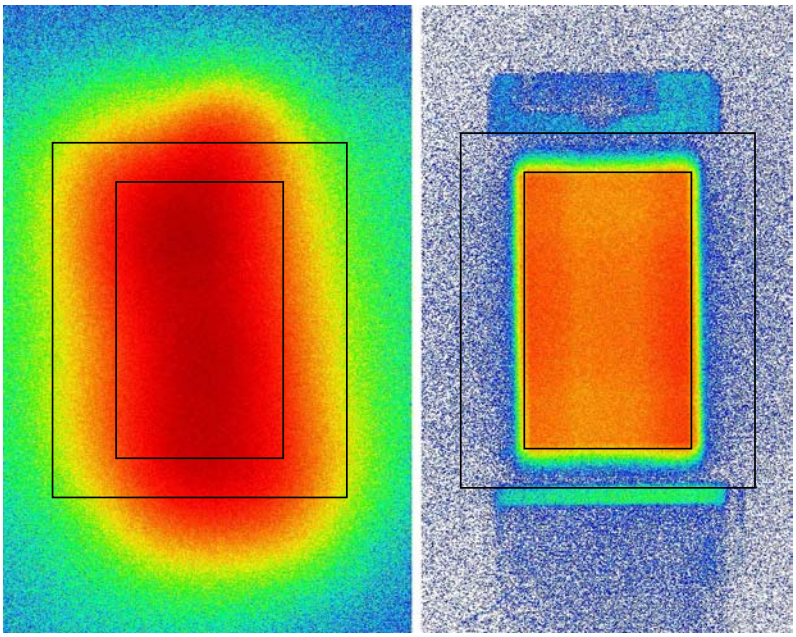


Abbildung 3.16: Aufnahme der Beamprofile vor (links) und nach (rechts) dem Neutronenspeicher mit angedeuteter Position des Neutronenleiters. Während das Profil vor dem Experiment über den Monochromator und die Strahldivergenz bestimmt wird, zeigt das Profil nach dem Speicher die Wirkungsweise des Neutronenleiters.

Es hat sich herausgestellt, dass die Justierung bezüglich des Neutronenstrahls relativ unkritisch ist. Durch den Abstand vom Monochromator und die Divergenz des Strahls reicht eine Positionierung im Bereich von einigen Millimetern aus, um gute Speicherresultate zu erzielen. Abb. 3.16 zeigt das White-Beam Profil am Ort des vorderen (links) und hinteren (rechts) Kristallspiegels[7] nach der Justierung. Die Position des Neutronenleiters ist in beiden Bildern durch seine Außen- und Innenmaße angedeutet. Während das Profil vor dem Neutronenleiter durch den Monochromator und die Strahldivergenz bestimmt wird, zeigt das Profil nach dem Speicher die Wirkungsweise des Neutronenleiters. Deutlich sind die von den Wänden des Leiters reflektierten Neutronen als Intensitätszunahme zu erkennen. Die Zählrate außerhalb des lichten Querschnittes des Leiters wird durch Zwischenräume der Magnete und des Vakuumgefäßes beeinflusst. Ebenfalls erkennbar sind Neutronen, die zwischen der Unterseite des Leiters und dem Siliziumkristall ihren Weg in den Detektor finden. Weiter Messungen zum Beamprofil finden sich in [38] sowie in [69].

[7] Aus technischen Gründen wurden die Bilder etwa 5 cm vor der ersten und etwa 1 cm hinter der zweiten Kristallplatte aufgenommen.

Die für das Speicherverhalten empfindlichste Justierung ist erwartungsgemäß die des Neutronenleiters bezüglich des Speicherkristalls. Da die Anzahl der Reflexionen eines Neutrons am Leiter in der gleichen Größenordnung wie die Reflexionen an den Silizium-Spiegeln liegen, wirkt sich die Justierung des Neutronenleiters mit zunehmender Speicherzeit immer deutlicher auf die Anzahl der gespeicherten Neutronen aus. Abb. 3.17 zeigt diesen Einfluss

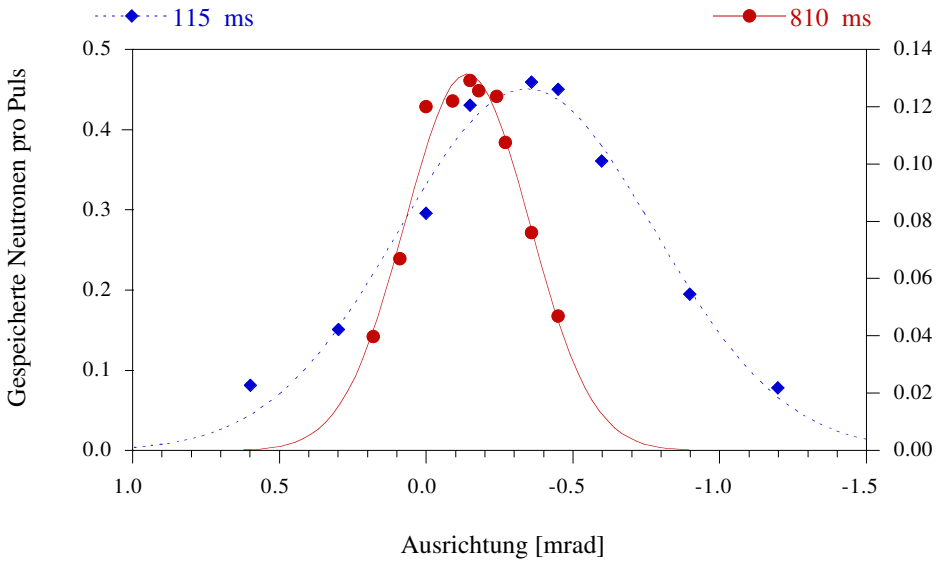



Abbildung 3.17: Einfluss der (horizontalen) Justierung des Neutronenleiters bei verschiedenen Speicherzeiten. Die linke Skala entspricht der ersten Justierung bei einer Speicherzeit von 115 ms (34 Traversen), die rechte Skala der nachfolgenden Justierung bei 810 ms (240 Traversen).

anhand der horizontalen[8] Justierung des Leiters bei zwei verschiedenen Speicherzeiten. Die blaue Justierkurve (linke Skala) wurde bei einer Speicherzeit von 115 ms (34 Traversen) durchgeführt und zeigt eine Halbwertsbreite von etwa 1 mrad. Anschließend wurde bei einer Speicherzeit von 810 ms (240 Traversen) erneut eine Justierung (rot, rechte Skala) vorgenommen. Hierbei sank die Halbwertsbreite auf unter 0.5 mrad. Sie liegt somit in beiden Fällen deutlich unter dem kritische Winkel der Totalreflexion des Neutronenleiters von etwa 6.8 mrad für Neutronen mit einer Wellenlänge von 6.271 Å. Der Neutronenleiter lässt sich bei höheren Speicherzeiten zwar feiner justieren, aufgrund der erniedrigten Zählrate steigt jedoch die für die Justierung benötigte Messzeit stark an. Eine Justierung bei noch höheren Traversenzahlen konnte aufgrund der geringen Messzeit bisher nicht durchgeführt werden.

Neben den oben diskutierten Justierungen wurde noch der Einfluss des Zeitpunktes des ersten und zweiten Magnetpulses untersucht. In diesen Messungen spiegelt sich der Einfluss der Cosinus-förmigen Magnetfeldpulse (Breite 1 ms) auf die Transmissionswahrscheinlichkeit der Neutronen durch die Spiegelplatten wieder (siehe auch Abschnitt 3.3.3). Neben einer Verifizierung der Annahmen über Wellenlängen und Speicherplattenabstände ließen sich durch eine Optimierung der Speicherzählraten bei langen Speicherzeiten Temperatureinflüsse nachweisen (siehe auch Abschnitt 4.1.1).

[8] Auf Grund des rechteckigen Innenquerschnittes des Leiters (43×26 mm) wirkt sich die horizontale Justierung etwas feiner als die vertikale aus. Der Einfluss der Gravitation führt zudem dazu, das die untere Neutronenleiterplatte am häufigsten von Neutronen getroffen wird.

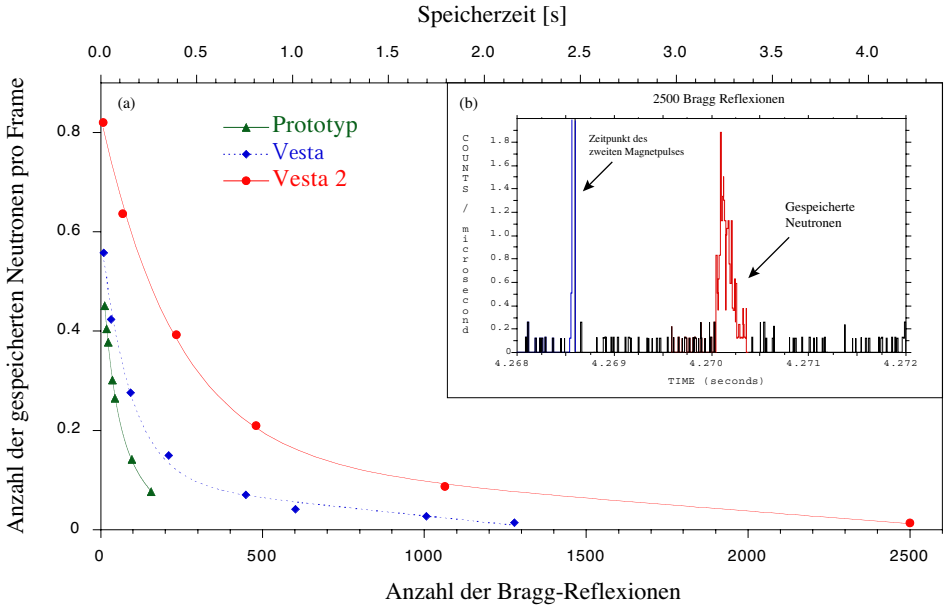



Abbildung 3.18: Vergleich der Speicherergebnisse des Prototyps mit dem installierten Experiment. Die Versuchsreihe VESTA-2 bezieht sich auf die justierte und optimierte Anlage (a). Nach Installation eines Shutters konnte auch bei einer Speicherzeit von 4.2 Sekunden (2500 aufeinander folgende Reflexionen am Silizium) noch ein gutes Signal erhalten werden (b).

Die im Rahmen von [38] sowie den vorbereitenden Messungen zu dieser Dissertation durchgeführten Justierungen ermöglichten es, einen neuen Speicherrekord für kalte Neutronen zu erzielen [62]. Abb. 3.18 zeigt die Entwicklung der Speicherzeiten über die Jahre. Mit dem Prototyp (grüne Messkurve), der sich im direkten ISIS-Strahl befand, wurden Speicherzeiten von 0.26 Sekunden (78 Traversen) erreicht. Deutlich sieht man den raschen Abfall gespeicherter Neutronen mit zunehmender Speicherzeit. Demgegenüber ermöglicht der permanent installierte Speicher (blau) aufgrund seiner Verbesserungen bereits deutlich verlängerte Speicherzeiten. Durch die höhere Effizienz der Detektoren wird der geringere Neutronenfluss der sekundären Beamline ausgeglichen. Die als Vesta-2 bezeichnete Messserie zeigt den Einfluss der Justierung auf das erreichbare Speicherverhalten. Selbst bei einer Speicherzeit von 4.2 Sekunden können die aus dem Speicher entlassenen Neutronen noch als klares Signal (Abb. 3.18-b) registriert werden. Diese Speicherzeit entspricht 2500 aufeinander folgenden Reflexionen am Silizium (1250 Traversen) sowie einer zurückgelegten Flugstrecke von 2.66 km. Limitiert wird die erreichbare Speicherzeit nicht zuletzt durch die zur Justierung und Speicherung vorhandene Messzeit.

### Ergebnisse der Computersimulation

Der Einfluss der Justierung einzelner Komponenten war auch Teil der von *G.X. Evrard* überarbeiteten Computersimulation der Anlage [50]. Ausgehend von einer optimalen Justierung, zeigt Tabelle 3.2 diejenigen Werte, bei denen, für verschieden lange Speicherzeiten, ein Verlust von 50% der gespeicherten Neutronen auftritt. Bei einer Messkurve der Veränderung des betreffenden Parameters entsprechen diese Werte der halben Breite bei halber Höhe (HWHM). Die unterschiedlichen Werte für horizontale und vertikale Fehlju-

| | 10 Traversen | 100 Traversen | 1000 Traversen |
|---|---|---|---|
| Fehljustierung bezüglich optimalem Set-Up | | | |
| Neutronenleiter - Horizontal | 0.8 mrad | 0.27 mrad | 0.122 mrad |
| Neutronenleiter - Vertikal | 0.92 mrad | 0.30 mrad | 0.135 mrad |
| Kristall - Horizontal | 0.80 mrad | 0.275 mrad | 0.123 mrad |
| Kristall - Vertikal | 0.90 mrad | 0.30 mrad | 0.130 mrad |
| Neutronenstrahl - Horizontal | 3.7 mrad | 2.0 mrad | 0.8 mrad |
| Neutronenstrahl - Vertikal | 5.16 mrad | 3.12 mrad | 1.5 mrad |
| Abweichung von Parallelität der Neutronenleiterplatten | | | |
| Neutronenleiter - Horizontal | 1.53 mrad | 0.54 mrad | 0.25 mrad |
| Neutronenleiter - Vertikal | 1.76 mrad | 0.6 mrad | 0.30 mrad |
| Biegung des Silizium Kristalls | | | |
| Kristall - Horizontal | 0.57 mrad | 0.41 mrad | 0.23 mrad |
| Kristall -Vertikal | 0.35 mrad | 0.25 mrad | 0.18 mrad |
| Einfluss der Kenndaten des Neutronenleiters | | | |
| Abstand zum Kristall | 82.4 mm | 11.3 mm | 1.66 mm |
| Fugenbreite der Platten | 4.1 mm | 0.51 mm | 83 $\mu$ |
| Welligkeit | n/a | 0.20 mrad | 0.067 mrad |
| Micro-Rauhigkeit | - | - | 59 Å |

Tabelle 3.2: Ergebnis der Computersimulation: 50% Toleranzwerte einzelner Komponenten für verschiedene Speicherzeiten.

stierung ergeben sich durch den rechteckigen Querschnitt des Leiters. Zusätzlich wurden auch verschiedene Parameter des Neutronenleiter untersucht, wie etwa sein Abstand zum Kristall an den Enden, der Abstand zwischen den einzelnen Glasplatten sowie seine Welligkeit und Micro-Rauhigkeit (siehe Abschnitt 4.1.2).

### 3.3.2 Einbau eines Hochgeschwindigkeits-Shutters

Da die Breite der Reflexion des Pyrolitischen Graphits deutlich größer als die des Siliziumkristalls ist, treten die meisten vom Monochromator reflektierten Neutronen ungehindert durch den Speicher durch. Im TOF Spektrum treffen diese ISIS Pulse im Abstand von 20 ms bei den Detektoren ein und verursachen einen hohen Untergrund, der nur für etwa zwei Millisekunden auf einen relativ geringen Wert sinkt. Um eine Detektion gespeicherter Neutronen zu erlauben, muss die Speicherzeit sorgfältig gewählt werden, sodass die Neutronen in diesem Zeitfenster bei den Detektoren eintreffen. Das sich dieser Bereich geringen Untergrunds durch Änderungen an den IRIS Chopper-Phase Settings verschiebt [38], muss die geeignete Traversenzahl für jede Messung neu bestimmt werden. Um diese Einschränkung in den Speicherzeiten aufzuheben, wurde im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [39] von *D.E. Schwab* ein Hochgeschwindigkeits Shutter (HISS) zwischen Monochromator und erster Speicherplatte installiert. Im Vergleich zu einem Chopper bietet ein Shutter den Vorteil, dass Öffnen und Schließen zu einem beliebigen Zeitpunkt durch zwei unabhängige Signale erfolgen kann. Somit kann über zwei Parameter im Steuerprogramm für jeden Versuch ein geeignetes Schaltverhalten des Shutters frei gewählt werden. Eine eigene Synchronisation mit eintreffenden ISIS Pulsen ist nicht notwendig. Dies ist insbesonders von Bedeutung, da die Ladezeit der für die Erzeugung der Magnetpulse benötigten Kondensatorbänke, und somit der Zeitpunkt wenn *VESTA* wieder zur Aufnahme weiterer Neutronen bereit ist, variiert.

Realisiert wurde der Shutter mit Hilfe eines pneumatisch betriebenen Kolben, an dessen Ende sich eine mit Aluminium verstärkte Cadmium-Blende (12×10 cm) befindet. Der Kolben von Typ DSNU der Firma FESTO kann mit einem Luftdruck von bis zu 10 bar betrieben werden. Die Ansteuerung durch die SCE erfolgt über magnetische Ventile. Der verwendete Luftdruck regelt direkt die Beschleunigung des Kolbens, der so positioniert wurde, dass die Blende beim Abdecken des Neutronenstrahls die größte Geschwindigkeit erreicht. Mit dem Luftdruck steigt jedoch auch die Lärmentwicklung, die durch die beweglichen Teile und die entweichende Pressluft verursacht wird. Bei 4 bis 5 bar ergeben sich gute Schliesszeiten bei moderater Lärmentwicklung. Durch den Einsatz des Shutters ist es möglich, eine beliebige Anzahl von ISIS Pulsen auszublenden. Jener ISIS Puls, der für die Neutronenspeicherung verwendet wird, trifft nach 54 ms bei den Detektoren ein. Je nach Schaltzeitpunkt und Druck kann bereits ab etwa 68 ms der Untergrund weitgehend unterdrückt werden. Oft wird der Shutter aber erst nach mehreren Pulsen geschlossen. Das Öffnen des Shutters geschieht in der Regel während des Ladevorgangs der Kondensatoren. In Abb. 3.19 ist die Auswirkung des Shutters demonstriert. Gespeicherte Neutronen

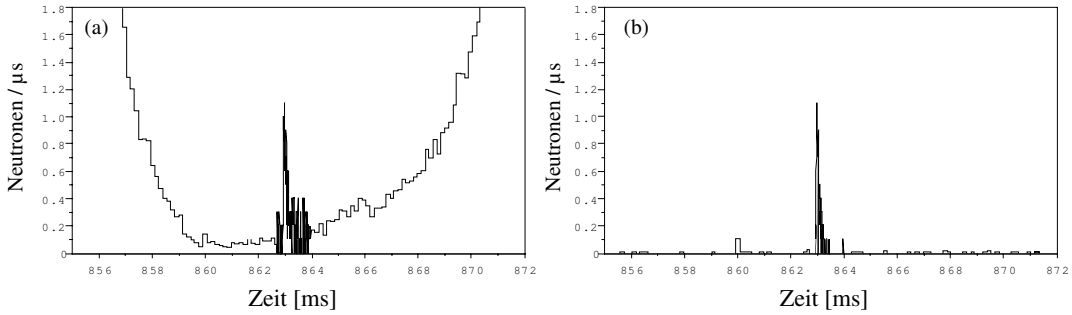



Abbildung 3.19: Einfluss des Hochgeschwindigkeitsshutters auf das Speicherexperiment. Zählrate im Detektor ohne (a) und mit (b) Shutter. Durch das Blockieren nachfolgender ISIS Pulse wird der Untergrund weitgehend entfernt.

heben sich bei Betrieb des Shutters deutlich vom geringen Restuntergrund ab, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird um mehr als einen Faktor 30 verbessert. Durch die nun frei wählbare Speicherzeit (Traversenzahl) ermöglichte der pneumatische Shutter auch die praktische Realisierung der Speicherung von Mehrfachpulsen.

### 3.3.3 Gleichzeitige Speicherung mehrerer Neutronenpulse

Von besonderer Bedeutung ist die in Abschnitt 2.5 diskutierte Möglichkeit, mehrere Neutronenpulse gleichzeitig in den Speicher zu füllen. Die erste Speicherung von zwei ISIS Pulsen gleichzeitig gelang 1997 gemeinsam mit *D.E. Schwab* und *E. Jericha*. Die Speicherung von bis zu sechs Pulsen wurde im weiteren in [39] ausführlich untersucht.

Die zum Befüllen oder Entleeren des Speichers notwendige Änderung der kinetischen Energie der Neutronen wird bei *VESTA*-I mit Hilfe von zwei Elektromagneten erreicht, die von je einer Kondensatorbank gespeist werden. Nach einem Magnetpuls wird mit Hilfe der in 3.2 beschriebenen Rückschwingspulen die Energie (Ladung) dieser Kondensatoren zu etwa 80% wiedergewonnen und steht für weitere Magnetpulse zur Verfügung. Ein kontinuierliches Laden der Kondensatoren ist nicht vorgesehen, die Spannung am Kondensator nimmt zudem mit zunehmender Zeit seit dem Laden ab. Dies bedeutet, dass für

einen nachfolgenden Puls aufgrund der reduzierten Kondensatorladung nur ein verringertes Magnetfeld erzeugt werden kann. Abb. 3.20-a zeigt den zeitlichen Verlauf von sechs hintereinander ausgelösten Magnetpulsen am Ort des hinteren Kristallspiegels. Während

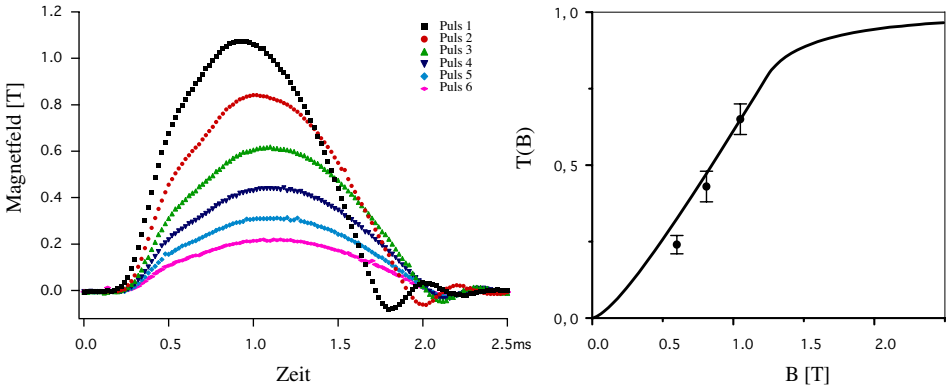



Abbildung 3.20: Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes an der Position des zweiten Siliziumspiegels für sechs aufeinander folgende Magnetpulse (a). Theoretische Kurve und Messwerte der Transmission-Wahrscheinlichkeit T(B) von Neutronen durch den Siliziumspiegel in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke (b).

bei dem ersten Puls noch ein Magnetfeld von 1.1 Tesla erreicht wird, steht für den zweiten Puls nur noch ein Maximalwert von 0.8 Tesla für die Energieänderung der Neutronen zur Verfügung. Mit jedem weiteren Puls sinkt die Magnetfeldstärke, bis sie beim sechsten Puls bei etwa 0.2 Tesla liegt. Dies führt zu einer verringerten Transmissionswahrscheinlichkeit der Neutronen durch die Siliziumplatten. Ein Teil der speicherbaren Neutronen kann somit nicht in den Speicher gelangen und wird am ersten Kristallspiegel zurück reflektiert. Bereits gespeicherte Neutronen können den Speicher nicht verlassen und verbleiben im Speichervolumen. Werden die Neutronenpulse in jener Reihenfolge entlassen, in der sie aufgenommen wurden, wirkt sich diese verminderte Transmissionswahrscheinlichkeit für jeden Puls doppelt aus. Die Abhängigkeit der Transmissionswahrscheinlichkeit von der Magnetfeldstärke ist in Abb. 3.20-b für die speicherbaren Neutronen berechnet und mit den experimentell gewonnenen Daten verglichen [68].

Zusätzlich treten durch die zeitliche Form des Magnetfeldes noch weitere Effekte auf, die ich an Hand von Abb. 3.21 diskutieren möchte. Für diesen sechsfach Speicherversuch wurden Neutronenpulse im Abstand von 40 ms durch Pulsen des vorderen Magneten in den Speicher aufgenommen. Nach je 81 Traversen und einer Speicherzeit von 273.2 ms werden die gespeicherten Neutronen durch Pulsen des hinteren Magneten in der selben Reihenfolge aus dem Speicher entlassen. Der Zeitpunkt der Magnetfeldpulse wird für jeden Neutronenpuls so gewählt, dass das Magnetfeld sein Maximum beim Eintreffen der Neutronen am Kristallspiegel erreicht. Neben den entsprechend ihres Eintreffens nummerierten Speicherpulsen ist in Abb. 3.21 das korrespondierende Magnetfeld (in willkürlichen Einheiten)[9] angedeutet.

Bereits beim Entlassen des ersten Speicherpulses (327 ms) treten auf Grund der zeitlichen Breite des Magnetpulses von etwa 1.5 ms weitere Neutronen aus. Es handelt sich

[9]Man beachte, das die zeitliche Breite der dargestellten Pulse nicht der tatsächlichen Breite von etwa 1.5 ms entspricht.

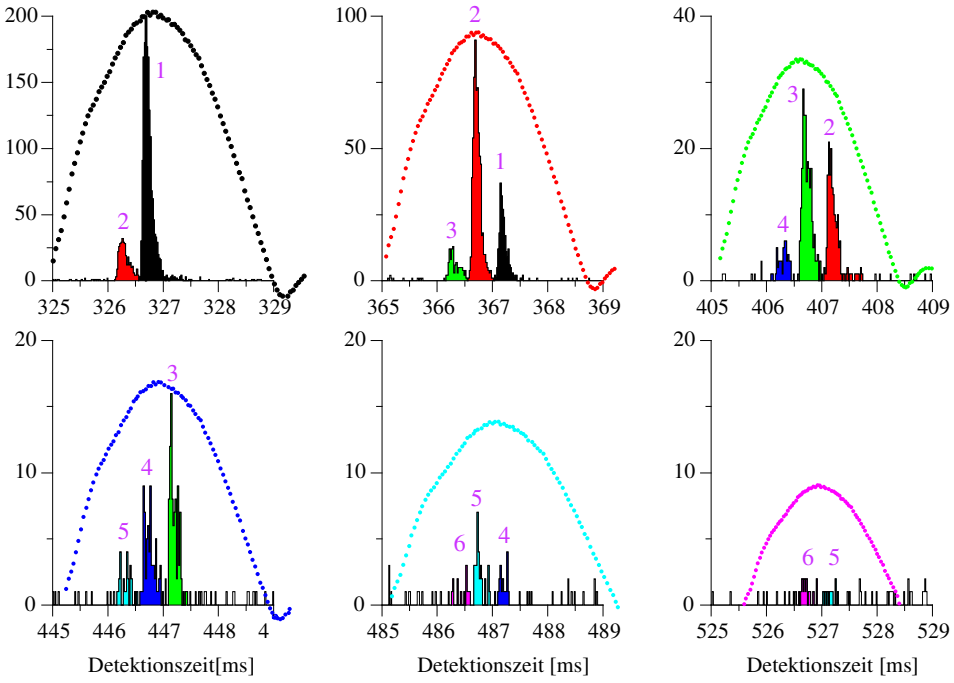



Abbildung 3.21: Speicherung von bis zu sechs ISIS-Pulsen, nummeriert nach ihrem Einlasszeitpunkt, sowie das korrespondierende Magnetfeld (schematisch). Diese Grafik zeigt sowohl die unterschiedliche Intensität der einzelnen gespeichert Neutronenpulse, als auch das durch die zeitliche Breite der Magnetpulse (1.5 ms) verursachte "Entkommen" von Neutronen anderer Pulse (siehe Text). Diese Abbildung ist [39] entnommen.

hierbei um einen Teil des zweiten Neutronen-Pulses, der sich auf die Kristallplatte zubewegte, während das Magnetfeld bereits im Aufbau begriffen war. Die Transmissionswahrscheinlichkeit für Neutronen beträgt für den ersten Puls etwa 66% und sinkt für den zweiten Puls auf unter 50%. Dies zeigt sich deutlich in der verminderten Zählrate beim Entleeren des zweiten Pulses (367 ms). Analog zum ersten Puls befand sich Neutronen des nachfolgenden Pulses (3) in der Nähe der Kristallplatten und entkommen gemäß ihrer Transmissionswahrsscheinlichkeit. Zusätzlich folgt dem zweiten gespeicherten Neutronenpuls jener Teil des ersten Pulses nach, der im Speicher verblieben ist. Einige dieser Neutronen nützen wiederum das noch bestehende Magnetfeld, um aus dem Speicher zu entkommen. Die höhere Zählrate des zweiten Teils des ersten Pulses (367.5 ms) im Vergleich zum dritten Puls (366.5 ms) liegt wiederum darin, das bereits beim Speichern des dritten Pulses die Transmissionswahrscheinlichkeit auf unter 25% gefallen ist und somit nur noch 1/4 der speicherbaren Neutronen in den Speicher aufgenommen wurden. Diese Effekte treten analog für die nachfolgenden Pulse auf. Nicht berücksichtigt werden in dieser Messung jene Neutronen, die - analog zu den Effekten beim Entleeren- während des Befüllens entkommen und sich somit Richtung Quelle bewegen.

Durch die rasche Abnahme der Zählraten eignen sich nur die ersten zwei bis drei Pulse für Speichermessungen. Zusammen mit der unveränderlichen Breite der Magnetpulse werden der Mehrfachspeicherung Grenzen gesetzt. Durch Variation der Pulsreihenfolge beim Entlassen sowie unterschiedlicher Speicherzeit pro Puls konnte aber zum ersten Mal die Möglichkeiten zur zeitlichen Manipulation von Neutronenpulsen an *VESTA* demon-

striert werden. Durch mehrfaches Entleeren eines einzelnen gespeicherten Neutronenpulses konnten zudem die Aussagen über die Transmissionswahrscheinlichkeit verifiziert werden.

### 3.3.4 Einfluss von Vibrationen auf die Neutronenspeicherung

Eine nach wie vor offene Frage stellt der Einfluss von Vibrationen auf das Speichersystem dar. Erste Messungen hierzu beschränkten sich auf Messungen mit einem mechanischen Bewegungsabnehmer am Grundgerüst sowie am Vakuumtank [37]. In [40] wurde diese Messungen durch den Einsatz eines Laser-Messgeräts erweitert. Zum ersten Mal konnten die Vibrationen an einer Siliziumplatte direkt vermessen werden.

Bei den an *VESTA* gemessenen Vibrationen kann man grundsätzlich zwischen fremd- und eigeninduzierten Vibrationen unterscheiden. Quelle für fremd-induzierte Vibrationen sind unter anderem die im Umfeld des Experiments betriebenen Vakuumpumpen und Motoren. Sie wirken hauptsächlich als Körperschall, indem sich sich über den Boden auf das Experiment ausbreiten. Um die Auswirkungen auf die Neutronenspeicherung minimal zu halten, verfügt der Justiertisch sowohl an seinen höhenverstellbaren Füßen, als auch zwischen oberem und unterem Justierteil über Gummidämpfer. Zudem trägt eine geringe Auflagefläche und die hohe Masse des Instruments zur Vibrationsisolierung bei. Die Übertragung von Vibrationen durch Schall wird als gering eingestuft, da sich das Speichersystem innerhalb des Vakuumgefäßes befindet. Einen besonderen Fall stellen die eigeninduzierten Vibrationen dar. Beim Pulsen der Magnete kommt es infolge der Kräfte, die an den Spulenwindungen auftreten und der Magnetostriktion des Jochmaterials zu starken Vibrationen, die sich durch ein lautes Knacken bemerkbar machen. Obwohl die Magnete auf je vier Gummipuffern gelagert sind, kommt es zu einer messbaren Übertragung dieser Vibrationen auf das gesamte Instrument.

Vibrationen von Kristallen und ihre Auswirkungen auf die Reflexion von Neutronen- und Röntgenstrahlung stellt ein interessantes Forschungsgebiet dar (siehe z.b. [83]), dessen Erkenntnisse auch aktiv zum Instumentenbau genützt werden. Vibrierende Kristalle können beispielsweise über die dabei auftretende Doppler-Verschiebung zur Verbreiterung der Reflexionsbedingung verwendet werden. In [84] findet sich eine Untersuchung der Auswirkung von Vibrationen auf die Rockingkurven einer Doppelkristallanordnung. In [42] findet sich eine Anwendung zur direkten Speicherung von Neutronen in Inneren eines mit Hochfrequenzen angeregten Siliziumkristalls. Im Fall von *VESTA* kommt es auf Grund der Form des Kristalls und seiner Auflagepunkte, über die die Vibrationen übertragen werden, hauptsächlich zu Biegeschwingungen des Silizium-Einkristalls und somit zu einer periodischen Änderung des Braggwinkels. Werden Vibrationen auf den Neutronenleiter übertragen, kann es zudem zu einer Änderung der Richtung und der Energie eines an ihm reflektierten Neutrons kommen. Dieser zweite Effekt dürfte für den Einfluss auf die Neutronenspeicherung der dominierende sein.

Abb. 3.22 zeigt das an der Kristallplatte vermessene Frequenzspektrum, aufgenommen mit einem Lasermessgerät der Firma Ometron (Vibrometer VH300), welches die Dopplerverschiebung eines Lasers zur berührungsfreien Messung verwendet und bei einem Einfallswinkel von 90° arbeitet. Aufgrund der geringen Masse der Siliziumplatten und den am Ort der Platten herrschenden hohen Magnetfeldern war eine Messung der Vibrationen mit Berührungssensoren oder Messungen, die auf kapazitiven oder induktiven Verfahren beruhen, nicht möglich. Auch die Triangulationsmessung, bei der ein Laser unter einem Winkel von dem vibrierenden Objekt auf einen positionsauflösenden Detektor gelenkt wird, konnte aufgrund der Position der Elektromagnete nicht verwendet werden. Zum Zwecke der

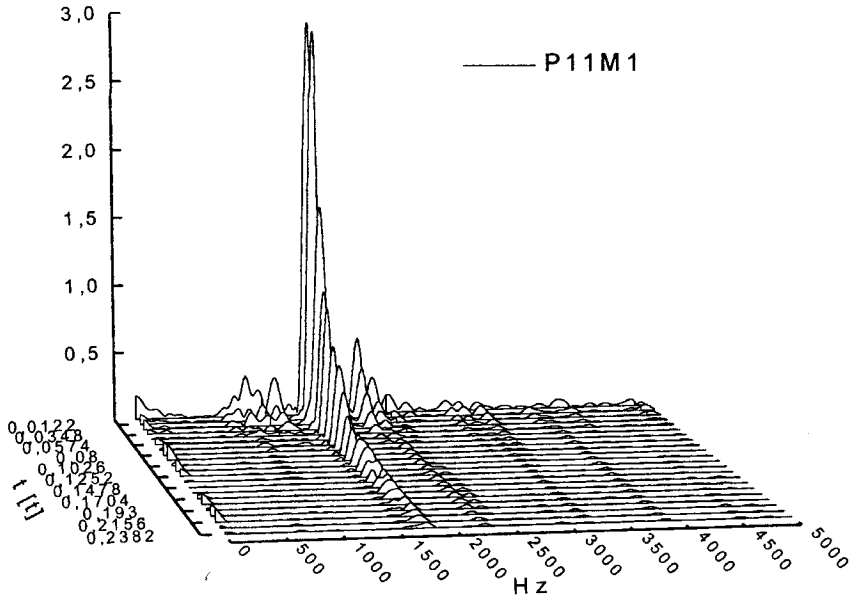



Abbildung 3.22: An einem Kristallspiegel gemessenes zeitaufgelöstes Frequenzspektrum. Die durch das Pulsen der Magnete induzierte Hauptfrequenz bei 1690 Hz klingt innerhalb von etwa 200-300 ms ab. Nebenfrequenzen zeigen sich bei 1770 Hz sowie 2150 Hz. Übernommen aus [40].

Vibrationsmessung an den Siliziumspiegeln mussten die Endstücke des Vakuumgefäßes entfernt werden. Dies stellte allerdings eine grundlegende Änderung der physikalischen Bedingungen dar. Zum einen kann es nun zu einer Übertragung durch Schallwellen an Luft kommen, zum anderen wird eine mögliche Berührung des vibrierenden Magneten mit dem Vakuumgefäß unterbunden. Inwieweit die gemessenen Schwingungen den Betrieb des Neutronenspeichers repräsentieren, wurde noch nicht geklärt. Auch die Messung der Vibrationen am Neutronenleiter steht noch aus. Es kann angenommen werden, dass die Neutronenspeicherung nicht im gleichen Ausmaß sensibel auf Vibrationen reagiert wie z.b. die Neutroneninterferometrie, die Frage inwieweit die Vibrationen für den hohen Verlust der gespeicherten Neutronen in den ersten 300 ms (siehe Abb. 3.18) mitverantwortlich sind, konnte bisher nicht entschieden werden.[10] Die zeitliche Übereinstimmung der Dauer der Vibrationen mit dem Bereich des hohen Verlusts, sowie der Tatsache dass Neutronen diesen Vibrationen bei etwa 60 aufeinander folgenden Reflexionen an jedem Kristallspiegel ausgesetzt sind, erscheint zumindest interessant.

Eine weitere Quelle für eigen-induzierte Vibrationen stellt der in 3.3.2 beschriebene pneumatische Shutter dar. Dieser erzeugt sowohl durch die freigesetzte Pressluft als auch durch seine rasche Abbremsung an den Endpunkten der Bewegung sowohl Schallwellen als auch über den Boden übertragenen Schwingungen. Aufgrund seiner Nähe zum Experiment stellt er nach den Magneten die größte Quelle für Vibrationen dar. Generell lässt sich feststellen, das bei jeder Neukonstruktion der Anlage die Option einer effektiven Vibrationsisolierung inkludiert werden sollte.

[10] Eine weitere Erklärung der raschen Abnahme gespeicherter Neutronen liefert die von *G. Evrard* durchgeführte Computersimulation.

### 3.3.5 Limitierungen der Anlage - Richtlinien für eine Neukonstruktion

Die in Abb. 3.18 dargestellten kontinuierlichen Erfolge stellten eine Motivation für den weiteren Betrieb der Anlage dar. Jedoch zeigten die (durch die bereits beschriebenen Verbesserungen möglichen gewordenen) neuen Messung auch grundsätzliche Limitierungen der bestehenden Anlage auf, die nur durch einen größeren Umbau zu beheben gewesen wären. Eine Neukonstruktion der Anlage bot zudem die Chance, einen grundsätzlich neuen Weg beim Befüllmechanismus des Speichers zu gehen und neue Möglichkeiten der Anwendung zu eröffnen. Im Folgenden sind einige der Limitierungen der ersten Anlage aufgezeigt, die in die Überlegungen der Neukonstruktion einflossen.

#### Elektromagnetische Störungen

Während den gesamten Messungen mit *VESTA*-I waren die durch die Hochspannungselektronik hervorgerufenen elektromagnetischen Störungen allgegenwärtig. Der Zeitpunkt des Pulsens der Magnete war als deutliches Störsignal im TOF Spektrum sichtbar. Weitere Effekte waren unter anderem Systemabstürze des Datenerfassungscomputers sowie Störungen der Bildschirme auch innerhalb der Messkabine. Diese Störungen limitierten direkt das verwendbare Magnetfeld und dadurch die erreichbare Transmissionswahrscheinlichkeit. Wurden die Kondensatorbänke mit einer Spannung von mehr als 1100 V (Reglerstellung 3.9) geladen, kam es zu "Fehlzündungen" der Magnete. Hierbei wird der Thyristor geschalten, obwohl keine Signalgabe erfolgte. Besonders schwerwiegend war die Tatsache, dass dies auch während des Ladezyklus auftrat, wodurch der Ausgang des Ladegeräts mit dem kurzgeschlossenen Schwingkreis der Elektromagnete verbunden wurde. Dies führt auf Dauer zu einer Beschädigung der Ladegeräts. Eine ständige Anwesenheit des Experimentators war aus diesem Grund unerlässlich. Lange wurden die verwendeten Thyristoren als Ursache dieser Effekte vermutet. Als Hauptquelle der elektromagnetischen Störungen wurden schließlich die beiden Rückschwingspulen identifiziert [85]. Im Gegensatz zu den Magnetspulen verfügen sie über kein Magnetjoch und besitzen ein hohes Streufeld. Die Einschätzung in [35], dass die Dimensionierung der Rückschwingspulen unkritisch sei, stimmte somit nicht in Bezug auf ihre Bauweise und Abschirmung. Ein Vorschlag, die Rückschwingspulen zu entfernen und statt dessen die Elektromagnete zum Umladen der Kondensatorbank zu verwenden, wurde durch die bereits begonnenen Neukonstruktion nicht mehr verwirklicht. Gegen diese Methode sprach, dass dadurch die in 3.3.4 beschriebenen induzierten Vibrationen noch verstärkt würden. Jedoch könnte bei geeigneter Verzögerung der erste und zweite Puls der Magnete zur standardmäßigen Doppelpuls-Speicherung verwendet werden. Messungen mit parallel und antiparallel gepolten Magneten zeigten keinen Einfluss der Feldrichtung auf die gespeicherte Neutronenintensität.

#### Qualität des Vakuums

Obwohl der Vakuumpumpstand der Anlage für Hochvakuum ausgelegt war, konnte in Verbindung mit den restlichen Komponenten nur ein Enddruck von etwa $1 \cdot 10^{-3}$ mbar erreicht werden. Der Grund dafür liegt zum einen im Vakuumgefäß selbst. Insbesonders die aufgeklebten Si-Endplatten wurden bei Lecksuchen regelmäßig bemängelt. Durch die geringen Toleranzen innerhalb des Magnetjochs musste der aufgebrachte Kleber bis auf ein Minimum reduziert werden um zu gewährleisten, dass sich Vakuumgefäß und Magnetjoch nicht berühren. Zum anderen liegt der Grund sicher in der zu langen und zu engen Verbindungsleitung (Länge ca. 2 m, Innendurchmesser 40 mm) zwischen Pumpstand und

Vakuumgefäß, die das tatsächliche Saugvermögen drastisch reduzierte. Auch die insgesamt sechs O-Ringe, die jeweils zwischen Plexiglas und Edelstahl dichten mussten, reduzierten den erreichbaren Enddruck. Die beschränkte Dichtheit des Vakuumgefässes wird auch durch Abb. 3.23 verdeutlicht, in der der Druckanstieg im Inneren, nach Schließen eines Ventils zwischen Gefäß und Pumpe, als Funktion der Zeit aufgetragen ist. Innerhalb der ersten Stunde hat der Druck im Inneren bereits um eine Größenordnung zugenommen. Zwar stellt der erreichte Enddruck noch keine direkte Limitierung der Neutronenspeicherung dar, der öfters diskutierte Einsatz eines definierten Testgases zur Bestimmung von Streulängen verdünnter Gase wurde jedoch in Frage gestellt. Immer wieder wurde auch das Material des Vakuumgefäßes als potenzielle Gefahrenquelle bemängelt. Bei Umbauarbeiten in der Umgebung von *VESTA* mussten besondere Vorsichtsmaßnahmen zum Schutz des Plexiglastanks gegenüber mechanischer Beschädigung (herabfallende Teile etc.) getroffen werden oder der Betrieb des Vakuumgefäßes für die Dauer der möglichen Gefährdung unterbrochen werden.

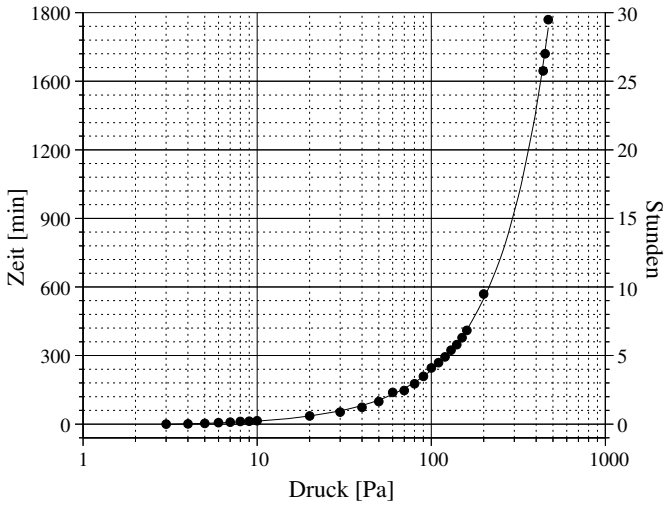



Abbildung 3.23: Druckanstieg im Vakuumgefäß als Funktion der Zeit, die seit der Trennung von den Vakuumpumpen verstrichen ist. Entnommen aus [37].

### Möglichkeiten der Wartung und des Umbaus von Komponenten

Das Vakuumgefäß und die darin befindlichen Halterungen spiegeln stark den Experimentcharakter des Prototypen wider, der ursprünglich für den einmaligen Einsatz konzipiert wurde. Um an Neutronenleiter und Speicherkristall zu gelangen, musste das Vakuumgefäß von seiner Halterung und den beiden Elektromagneten befreit werden und mit Hilfe eines Krans vom Justiertisch gehoben werden. Danach war es nötig, den Plexiglasmantel vom Edelstahlskelett zu lösen, den Neutronenleiter von der Justiervorrichtung zu befreien, ihn wieder provisorisch zu befestigen, um schließlich den Leiter zusammen mit dem empfindlichen Kristall aus dem halb zerlegten Gefäß vorsichtig herauszuziehen. Dafür waren mehrere Stunden und in der Regel zwei Personen notwendig. Diese Arbeiten stellten zum einem ein erhebliches Risiko für den spröden Siliziumkristall dar, zum anderen wurde jedwede Justierung der Anlage (Leiter bezüglich Kristall, Kristall bezüglich Neutronenstrahl etc.) zerstört. Ein rascher Tausch des Neutronenleiters oder eine Kontrolle einzelner Komponenten war nicht vorgesehen.

### Beeinflussung des gastgebenden Experiments IRIS

Die veränderte Position von *VESTA* gegenüber dem Prototypen und der Einbau der Monochromatorbox sollte einen Parallelbetrieb mit dem Hauptexperiment IRIS ermöglichen. Prinzipiell könnte *VESTA* messen, sobald IRIS (über die Chopper Phase) Neutronen einer geeigneten Wellenlänge auswählt. Der zu diesem Zweck durch eine Öffnung in den IRIS Neutronenleiter eingebrachte Monochromator (Pyrolytischer Graphit) bedeckt in seiner Endposition etwa den halben Strahl und entnimmt in einem engen Wellenbereich (0.05 Å) ungefähr ein Drittel der von ISIS kommenden Neutronen (vergleiche Abb. 3.4). Der Effekt des Monochromators auf die an IRIS eintreffende Neutronenverteilung ist in dessen Incident-Beam Monitor ersichtlich. Abb. 3.24 zeigt die an IRIS eintreffenden Neutronen

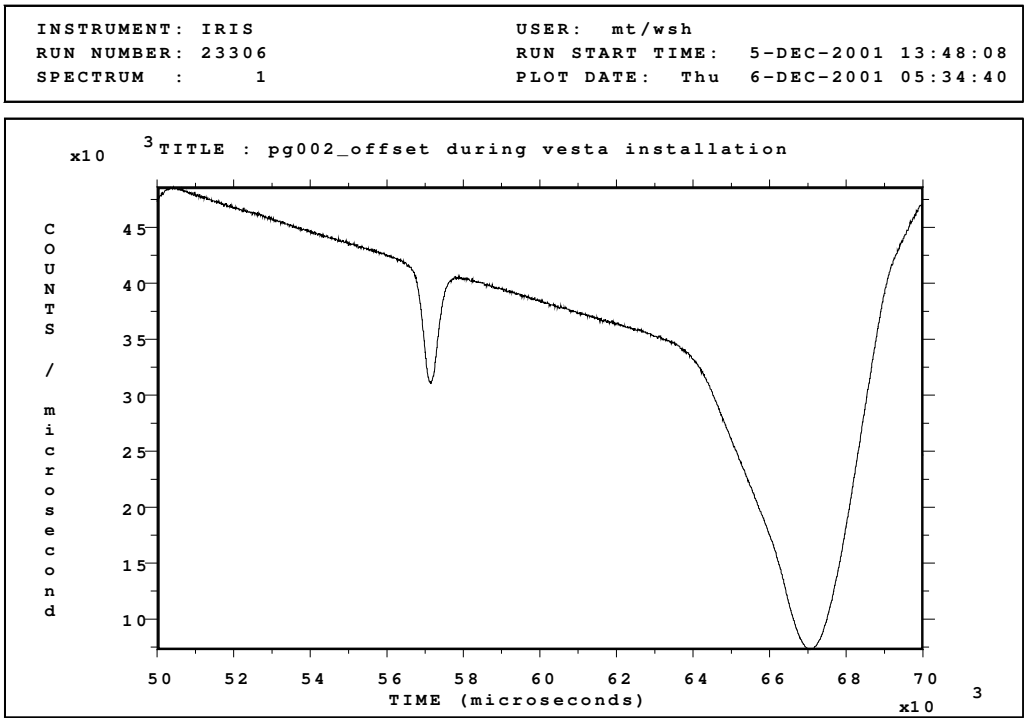



Abbildung 3.24: Einfluss des Monochromatorkristalls auf den Incident-Beam Monitor von IRIS. Es kommt zu einer verminderten Zählrate bei 57.1 ms im ansonsten glatten Verlauf der TOF Messung.

während des Betriebs von *VESTA*. Deutlich ist die verminderte Zählrate bei 57.1 ms im ansonst glatten Verlauf der TOF Messung zu sehen. Obwohl an IRIS eine Normierung auf den Beam-Monitor erfolgt, lässt sich ein Effekt bei der Datenauswertung der Streudaten beobachten. Eine Flanke des gestreuten Neutronenpulses weist bei eingebrachtem Monochromator eine kleine Schulter auf. Der Grund für diesen Effekt könnte einerseits in der Normierungsroutine der Datenauswertung liegen, andererseits in der Tatsache, dass nur eine Hälfte des IRIS Beams bedeckt wird und somit die durch die Krümmung des Neutronenleiters bereits vorhandene Asymmetrie des einfallenden Neutronenstrahls noch verstärkt wird. Inwieweit dieser Effekt die Messungen an IRIS wirklich beeinflusst, ist nach wie vor Gegenstand von Diskussionen. Da die Position des Monochromators während einer IRIS Messung nicht verändert wird, sollte es eine deutliche Anzahl von Experimenten geben, auf die dieser Effekt keine Auswirkungen hat. Es liegt somit im Ermessen des

zuständigen IRIS Instrument Scientist sowie des jeweiligen IRIS User zu entscheiden, ob ein Parallelbetrieb möglich und gewünscht ist. Während der für *VESTA* reservierten Messzeit im August 2002 liefen die Messungen an IRIS erfolgreich weiter, und wurden sowohl zur Kalibrierung als auch zur Beendigung des vorhergehenden Experiments genutzt. Obwohl es sicher Experimente gibt, bei denen die verminderte Neutronenintensität oder die unebene Intensitätsverteilung Einfluss auf die erzielbaren Resultate haben könnte, kann man doch guten Gewissens sagen, das sich auch Experimente finden lassen, die sich ohne Beeinflussung an IRIS durchführen lassen, während der Neutronenspeicher betrieben wird.

Die Geräuschentwicklung, die beim Pulsen der Magnete sowie beim Betrieb des pneumatischen Shutters entsteht, führte ebenfalls zu Beschwerden des IRIS Instrument Scientist. Inwieweit diese Quellen aus dem durch die nahen Chopper und die seit neuerem betriebenen vier CCR-Kühlgeräte (IRIS) verursachten Lärmpegel heraus stechen, mag Ansichtssache sein. Die Periodizität der Lärmquellen kann jedoch sicher als störend empfunden werden. Generell kann gesagt werden, dass der Lärmpegel in der Experimentierhalle nahe dem Speicherexperiment ein hohes Maß erreicht hat und eine generelle Reduzierung sowohl aus experimenteller Sicht (z.B. Reduktion der durch Schallwellen verursachte Vibrationen) als auch aus Sicht der Experimentatoren als erstrebenswert erscheint. Da die Möglichkeiten der Schall-Abschirmung durch feuerpolizeiliche Bedenken stark eingeschränkt sind, sollte besonderer Wert auf die Lärmvermeidung gelegt werden.

#### Zugang zum Experimentierbereich

Eine weitere Limitierung ist der Zugang zum Experimentierbereich während des Betriebs der Neutronenquelle. Aus Strahlenschutzgründen befindet sich der Neutronenspeicher innerhalb eines umzäunten Bereichs, der nur durch Schließen des “Main Shutters” des Beamports N6 zugänglich wird. Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, werden durch diesen bewegbaren Schwerbetonblock sowohl das gastgebende Experiment IRIS als auch das Schwesterexperiment OSIRIS von der Neutronenquelle getrennt. Zum Zeitpunkt der Konstruktion des ersten Speicherexperiments war weder ein Parallelbetrieb mit IRIS geplant noch OSIRIS gebaut. Daher waren viele Justiereinrichtungen manuell ausgeführt, was den Zugang zum Experiment notwendig machte. Zudem wurde die Hochspannungselektronik innerhalb des restriktierten Bereichs positioniert. Zwar wurde dadurch der Bau eines zweiten, mittels Interlocks gesicherten Bereichs vermieden, jedoch verhindert diese Tatsache auch die Wartung und Reparatur der Hochspannungselektronik während des Betriebs der Experimente. Die Möglichkeit, den Zugang an den “Intermediate Shutter” von IRIS zu koppeln oder an die Position des Monochromators, wurde zwar mehrmals diskutiert, aber aus Strahlenschutzbedenken bisher nicht verwirklicht. Treten Probleme während einer Messung auf, oder fallen manuelle Justierungen an, müssen deswegen nach wie vor IRIS und OSIRIS für die Dauer der Arbeiten an *VESTA* pausiert werden. Bei dem bereits hohen Andrang an IRIS und der steigenden Auslastung von OSIRIS stellt dies ein wachsendes Problem dar. Komponenten, die Wartung benötigen oder fehleranfällig sind, sollten deswegen unbedingt außerhalb dieses Strahlenschutzbereichs untergebracht werden oder unter geringstmöglichem Zeitaufwand aus diesem Bereich entfernt werden können. Soweit vertretbar, sollten alle Justiereinrichtungen von außerhalb dieses Bereichs steuerbar ausgelegt werden.

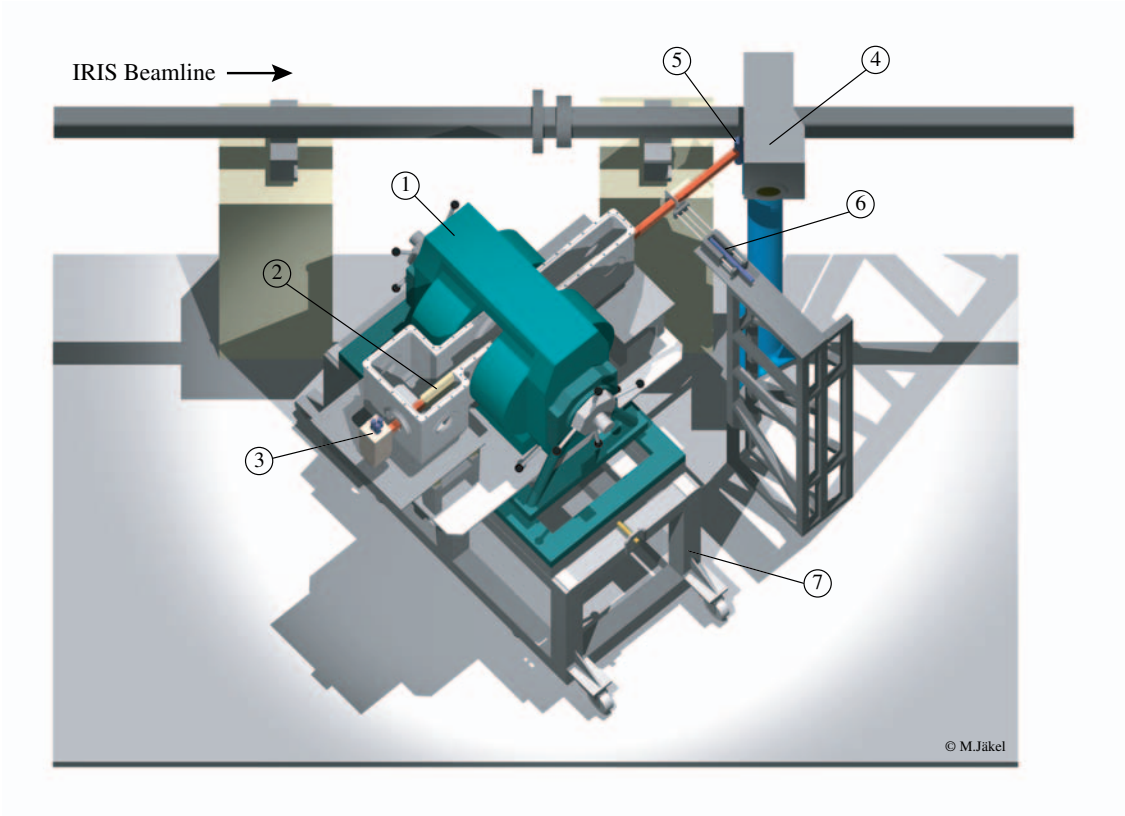



Abbildung 3.25: Der realisierte Aufbau von VESTA II: NMR Magnet inklusive Drehgestell (1), Speicherkristall und Neutronenleiter (2) innerhalb des Vakuumgefässes, Detektoren (3), Extraktionsmechanismus (4), Beam Monitor (5), Shutter (6), Justiertisch (7).

# 4

# Experimentelle Realisierung VESTA II

Dieser Abschnitt befasst sich mit Konzept und Konstruktion des neuartigen Neutronenspeichers *VESTA*-II sowie seiner Installation an der gepulsten Neutronenquelle ISIS. Dieser Speicher stellt insofern eine Weiterentwicklung des in Kapitel 3 präsentierten Vorgängers dar, als die in Abschnitt 4.1 beschriebenen neutronenoptischen Komponenten übernommen wurden um einen Vergleich der Anlagen zu ermöglichen. Dies führt auch dazu, dass bereits gewonnenen Erkenntnisse über das Speicherverhalten, insbesonders über den Einfluss der Justierung verschiedener Komponenten zueinander, angewandt werden können, jedoch um das Verhalten des Hochfrequenzflippers ergänzt werden müssen. Gleichzeitig stellt *VESTA*-II ein eigenständiges Experiment dar, indem das physikalische Konzept der Neutronenspeicherung grundlegend verändert wurde und nun einem Speicher des Typs "II" gemäß Abschnitt 2.3 entspricht.

*Da im Rahmen dieser Arbeit eine Versuchsanlage aufgebaut wurde, die als Ausgangspunkt für weitere Messungen und Entwicklungen dienen soll, enthält dieser Abschnitt auch detaillierte Konstruktionsangaben.*

Mit dieser Konstruktion erzielte Messergebnisse werden in Kapitel 5 präsentierten. Anleitungen zum Betrieb der Anlage, finden sich in dem für *VESTA* verfassten *User Manual* [82]. Weitere Konstruktionspläne einzelner Komponenten finden sich im Anhang C.

### Motivation der Neukonstruktion

Das Konzept des hier vorgestellten neuartigen Neutronenspeichers unterscheidet sich grundsätzlich von dem seiner Vorgänger. War der Prototyp für den einmaligen Test konzipiert, so stellte der aus ihm hervorgegangene Neutronenspeicher *VESTA*-I bereits ein fix installiertes Instrument an ISIS dar, das prinzipiell (mit den Einschränkungen aus Abschnitt 3.3.5) parallel mit dem gastgebenden Experiment IRIS betrieben werden konnte. Da dieser Speicher jedoch im wesentlichen aus dem verbesserten Prototypen bestand, waren die Möglichkeiten, Adaptionen mit vertretbarem Aufwand durchzuführen, nicht gegeben.

Im Gegensatz dazu stellt *VESTA*-II ein flexibles und expandierbares System dar[1]. Dies spiegelt sich insbesonders bei der Konstruktion des Vakuumgefäßes und der einzelnen Arbeitsplattformen wider. Komponenten sollten für verschiedene Anwendungen oder Optimierungen rasch entfernt und installiert werden können. Ein weiteres Ziel war die bessere Ausnutzung der Neutronenquelle, und damit der gespeicherten Neutronen pro Messzeit. Insbesonders in Hinblick auf mögliche Anwendungen in der Festkörperphysik oder Quantenmechanik stellten die bisher niedrigen Zählraten eine Limitierung dar. Durch die Speicherung von Mehrfachpulsen mit gleicher Intensität sollten neue Möglichkeiten in der Beam-Manipulation eröffnet werden. Der Befüll- und Entleermechanismus sollte zudem möglichst flexibel gestaltet werden, um dem Experimentator größtmögliche Freiheit bei der Wahl der gespeicherten Neutronen zu ermöglichen.

**Gliederung dieses Kapitels**

Die Gliederung dieses Kapitels folgt im wesentlichen der Entwicklung und Konstruktion der Anlage. Als zentrales Element des Neutronenspeichers fungieren die aus dem Vorgängerexperiment übernommenen neutronen-optischen Komponenten (Siliziumkristall und Neutronenleiter), die einen direkten Vergleich der Speichersysteme ermöglichen. Weiters wurde ein bereits am Atominstitut vorhandener NMR-Magnet verwendet. Aus diesen Rahmenbedingungen, zusammen mit dem Wunsch der Wartungsfreundlichkeit und Erweiterbarkeit, entwickelt sich die Form des Vakuumgefäßes. Der zur Verfügung stehende Experimentierbereich sowie die Position des Neutronenstrahls legten die Transport- und Justiereinrichtungen sowie die Grenzen der Arbeitsplattfomen fest. Der Hochfrequenzteil der Anlage musste ebenfalls an den zur Verfügung stehenden Platz im homogenen Magnetfeldbereich angepasst werden. Da sich der Spin-Flipper außerhalb des Neutronenleiters befinden muss, wird seine Form durch den rechteckigen Querschnitt des Leiters definiert.

## 4.1 Die Neutronenoptischen Komponenten

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, definiert die Kombination aus Silizium-Perfektkristall und Neutronenleiter das Speichervolumen sowohl im Orts- als auch im Impulsraum. Während des Speichervorgangs sind Neutronen einer Vielzahl von Reflexionen an diesen beiden Komponenten ausgesetzt. Die Qualität dieser Komponenten, sowie ihre Abstimmung zueinander, sind somit für den eigentlichen Speichervorgang zwischen Befüllen und Entleeren des Speichers bestimmend.

### 4.1.1 Der Perfektkristall

Der Silizium Perfektkristall [36, 37, 38] stellt den dienstältesten Teil der Anlage dar, und wurde praktisch unverändert aus dem Vorgängerexperiment übernommen. Um etwaige Oberflächenverunreinigungen (die sich durch den jahrelangen Einsatz und die Lagerung an Luft gebildet haben können) zu beseitigen, wurde der Kristall vor seinem neuerlichen Einsatz von *E. Seidl* am Atominstitut neu geätzt. Als zentrale Komponente gibt der Kristall die Rahmenbedingungen für jede Neukonstruktion vor.

[1] Es entbehrt nicht einer gewissen Ironie, dass sich der Prototyp eine ganze Dekade an ISIS behaupten konnte, während die Zukunft von *VESTA*-II nach seiner erfolgreichen Installation noch immer ungewiss ist.

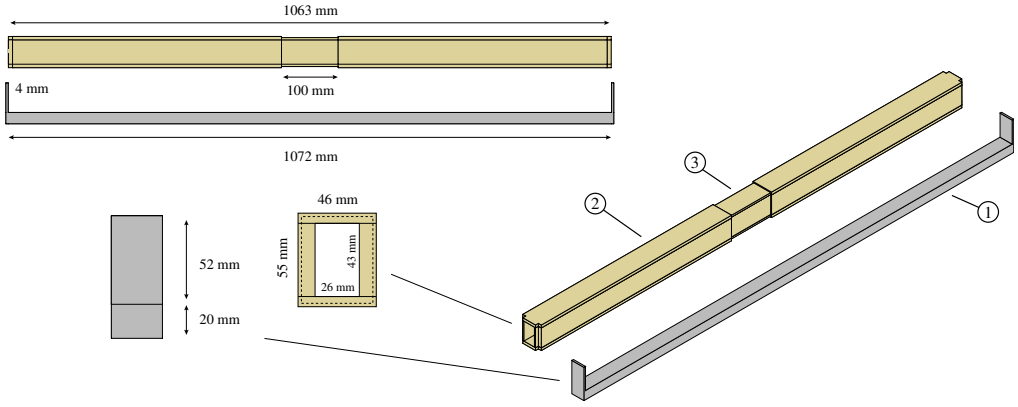



Abbildung 4.1: Die neutronen-optischen Komponenten der Anlage: Der Silizium Perfektkristall (1), sowie der Neutronenleiter (2) mit der Cut-Out Sektion (3) zur Aufnahme der RF Spule.

Siliziumkristalle werden großtechnisch hergestellt und sind in Längen von mehr als einem Meter und Durchmessern von mehreren Zoll verfügbar. Diese Kristalle erfüllen die Bedingung eines Perfektkristalls, nämlich außer punktförmigen keine Gitterfehler aufzuweisen. Dadurch wurde es möglich, die für den Speicher nötigen parallelen Kristallspiegel aus einen monolithischen Kristall zu gewinnen. Der von *M. Schuster*, *S. Kemisso* und *E. Seidl* am Atominstitut der Österreichischen Universitäten geschnittene und bearbeitete Speicherkristall besteht aus zwei freistehenden Endplatten mit einer Plattenfläche von 30×52 mm, die durch eine gemeinsame Kristallbasis (30×20×1072 mm) miteinander verbunden sind. Die Längsachse wurde dabei so geschnitten, dass sie parallel zur [111]-Richtung des Einkristalls liegt, welche somit normal zur Oberfläche der Kristallplatten steht. Die Plattendicke von 3.9 mm gewährleistet, dass die Platten stabil genug gegen ein mögliches Verbiegen sind, und hält gleichzeitig die Verluste, die der durchtretende Neutronenstrahl auf Grund von diffuser Streuung und Absorption erleidet, klein (ca. 1.5% [35]) bleiben. Die Reflektivität im Darwin-Plateau beträgt bei dieser Dicke praktisch gleich 1. Der innere Abstand der Kristallplatten beträgt somit etwa 1064 mm. Die Dimensionen des Kristalls sind in folgender Tabelle zusammengefasst:

| Silizium Speicherkristall | | | |
|---|---|---|---|
| Gesamtlänge | $l$ | 1071.814 | mm |
| Kristallbasis | $h_B, b_B$ | 20×30 | mm |
| Plattenabstand | $l_T$ | 1063.994 | mm |
| Plattenfläche | | 52×30 | mm |
| Plattendicke | $d_{Si}$ | 3.910 (5) | mm |
| Dichte | $\varrho_{Si}$ | 2.333 | g/cm$^3$ |
| Gesamtmasse | | 1.5 | kg |
| Ausdehnungskoeffizient | $\alpha_{Si}$ | 2.56 (3) | $\cdot 10^{-6}$ K$^{-1}$ |
| Elastizitätsmodul | $E_Y$ | 1.9 | $\cdot 10^{11}$ Pa |

Der Vorteil dieser Anordnung liegt zweifelsohne darin, dass eine Justierung der einzelnen Spiegelplatten zueinander entfällt, da bei geeigneter Auflage des Einkristalls die Netzebenen der Kristallplatten automatisch parallel zueinander verlaufen. Das Anbringen von Justiereinrichtungen (wie Goniometer und dergleichen) am Ort der Kristallplatten stellt

insbesonders bei Anwesenheit von starken gepulsten Magnetfeldern, wie es sowohl bei dem Prototyp als auch bei *VESTA*-I der Fall war, ein nicht zu unterschätzendes Problem dar. Freistehende Platten ermöglichen zudem eine flexible Weiterentwicklung der Anlage, wie das nachträgliche Anbringen zusätzlicher Magnetfelder zur Beeinflussung der Reflektivität. Der Nachteil des gewählten Einkristalls liegt in der dadurch fixierten Geometrie. Ein Verändern des Plattenabstandes und die damit verbundene Variation der Neutronenflugzeiten ist nicht möglich. Auf Grund seiner speziellen Form ist beim Hantieren mit dem Speicherkristall äußerste Vorsicht geboten. Dies gilt insbesonders beim Einsetzen und Entfernen des Neutronenleiters.

Die für die Speicherung von Neutronen charakteristischen Größen sind im Abschnitt 2.4 von [37] berechnet und werden in Tabelle 4.1 mit den jeweils angegebenen Literaturquellen wiedergegeben.

| Charakteristische Größen - Silizium | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Gitterkonstante Si | $d_{100}$ | 5.43102032 (34) | Å | [86] |
| Teilchenzahldichte | $N_{Si}$ | 4.99396741 (94) | $\cdot 10^{28} m^{-3}$ | [16] |
| Kohärente Steulänge | $b_c$ | 4.150 (2) | $fm$ | [87] |
| Reflexion | [hkl] | [111] | [333] | |
| Netzebenenabstand | $d$ | 3.1356014 (20) | 1.04520035 (7) | Å |
| Wellenlänge | $\lambda$ | 6.27120209 (39) | 2.09040070 (13) | Å |
| Wellenvektor | $k_B$ | 1.00191083 (6) | 3.00573250 (19) | $Å^{-1}$ |
| Geschwindigkeit | $v_B$ | 630.82487 (39) | 1892.4746 (12) | m/s |
| Energie | $E_B$ | 2.0800479 (15) | 18.720431 (14) | meV |
| Debye-Waller-Faktor | $e^{-W}$ | 0.9886 (3) | 0.9021 (21) | |
| Therm.Gitterfaktor | $f_{0G}$ | 1.43049 (36) | 1.5676 (36) | |
| Charakt. Länge | $\Lambda$ | 11.006 (6) | 36.184 (85) | $\mu$m |
| Pendellösungslänge | $\Delta_0(k_B)$ | 34.577 (19) | 113.675 (266) | $\mu$m |
| | $\Delta_k$ | 12.9723 (63) | 1.4414 (7) | $\cdot 10^{-6}$ |
| | $A(D)$ | 355.25 (49) | 108.06 (29) | $\cdot 10^{-6}$ |

Tabelle 4.1: Charakteristische Größen des Silizium Perfektkristalls für die relevanten Reflexionen, übernommen aus [37] - Tabelle 2.1 bis 2.7.

Der Siliziumkristall definiert über seinen Netzebenabstand die Wellenlänge und somit die Geschwindigkeit der speicherbaren Neutronen. Über den inneren Plattenabstand ergibt sich die mögliche Speicherzeit innerhalb von *VESTA* zu einem Vielfachen jener Zeit, die diese Neutronen für eine Hin- und Rückreflexion (Traverse) benötigen. Diese Traversenzeit $t_T$ beträgt bei einer Normtemperatur von 22.5°C etwa 3.3733 ms. Die Hallentemperatur in ISIS unterliegt jedoch besonders im Winter großen Schwankungen. Durch Öffnen eines der nahe liegenden Hallentore sinkt die Temperatur rasch ab. Dies wirkt sich mit zeitlicher Verzögerung auch auf die Kristalltemperatur im Inneren des Vakuumgefäßes aus und muß dementsprechend berücksichtigt werden. Als Beispiel des Temperatureinflusses auf die Speicherung sei im folgenden die Veränderung der Speicherzeit pro Traverse $t_T$ diskutiert. Über den linearen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha_{Si} = 2.56(3) \cdot 10^{-6}\mathrm{K}^{-1}$ (nahe 22°C [89]) ändern sich die Gitterabstände $d_{111}$ innerhalb des Siliziumkristalls. Mit steigender Temperatur bewirkt dies eine Vergrößerung des Abstands zwischen den Kristallplatten, sowie eine Verschiebung der Bragg-Bedingung ($\lambda = 2\,d_{111}$) zu längeren Wellenlängen. Beide Effekte (dargestellt in Abb.4.2-b,c) wirken sich im betrachteten Bereich linear auf die

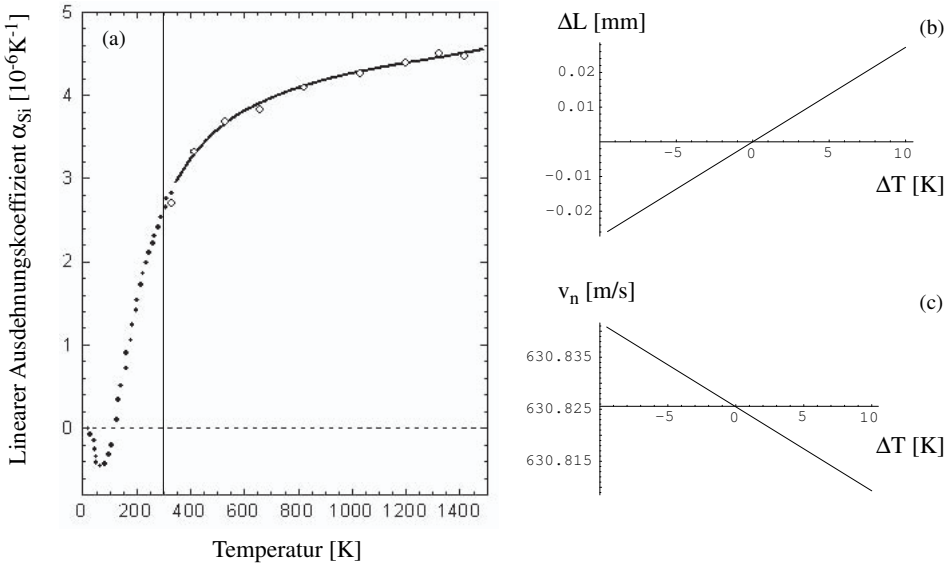



Abbildung 4.2: Linearer Ausdehnungskoeffizient von Silizium gemäß [88] (a), sowie die Änderung des Abstandes der Kristallplatten (b) und die Änderung der Neutronengeschwindigkeit (c) in Abhängigkeit der Temperaturabweichung am Siliziumkristall von der Normtemperatur von 22.5°C.

Traversenzeit $t_T$ aus, womit sich der Gesamteffekt folgendermaßen beschreiben lässt:

$$t_T = 2\frac{L_0 + \Delta L}{v_n + \Delta v_n} = 2\frac{L_0\left(1+\alpha_{Si}\Delta T\right)}{\frac{h}{m_n 2d(1+\alpha_{Si}\Delta T)}} = 2\frac{L_0 m_n 2d\left(1+\alpha_{Si}\Delta T\right)^2}{h} = t_{T_0}\left(1+\alpha_{Si}\Delta T\right)^2 \tag{4.1}$$

Die Traversenzeiten für 12-33° Celsius sind in Abb.4.3 dargestellt. Für längere Speicherzeiten ist somit eine Korrektur der Traversenzeit in der Berechnung des Auslasszeitpunktes, sowie eine Messung oder Stabilisierung der Kristalltemperatur im Vakuum notwendig.

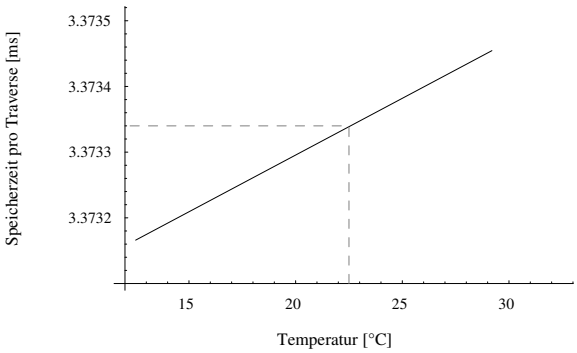



Abbildung 4.3: Zeit für eine Traverse $t_T$ in Abhängigkeit von der Temperatur des Silizium-Kristalls gemäß Gleichung (4.1). Grau markiert die Werte für 22.5° Normtemperatur.

### 4.1.2 Der Neutronenleiter

Der Neutronenleiter (Abb. 4.1) entspricht dem in [63] und ausführlich in [37] beschriebenen, jedoch handelt es sich hierbei um einen bisher noch nicht verwendeten "Ersatzleiter". Inwieweit die lange Lagerung an Luft und eine daraus eventuell resultierende Oxidation der Oberfläche einen Einfluss auf die Reflektivität hat, ist noch zu untersuchen. Grund für den Einsatz des Ersatzleiters war die Tatsache, dass es notwendig war, einen Teil des Neutronenleiters zu entfernen. Um die Speicherung von Neutronen nicht zu beeinflussen, muss die in Abschnitt 4.3.3 beschriebene RF-Spule außerhalb des Neutronenleiters angebracht werden, darf den Siliziumkristall jedoch nicht berührt. Bei einem erforderlichen Drahtquerschnitt von etwa 1-1.5 mm war somit nicht mehr gewährleistet, dass die Siliziumspiegel den gesamten lichten Querschnitt des Leiters bedecken. Aus diesem Grund wurde der Neutronenleiter in seiner Mitte auf einer Länge von 100 mm rundum um 2 mm abgefräst. Diese sogenannte "Cut-Out Section" verhindert auch, dass die Spule über die Breite des Neutronenleiter hinausragt und den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Mindestabstand der Magnetpolkerne erhöht.

Die Aufgabe des Neutronenleiters ist die Neutronenverteilung im Speicher zusammen zuhalten, in dem er die Transversalkomponente des Wellenvektors der Neutronen umkehrt. Über seine Ausdehnung und seinen Totalreflexionswinkel definiert er, gemeinsam mit dem Speicherkristall, somit das Speichervolumen sowohl im Orts- als auch im Impulsraum. Charakteristische Größen für einen Neutronenleiter sind der Grenzwinkel der Totalreflexion sowie die Rauhigkeit des Leitermaterials. Zum Einsatz kommt ein Neutronenleiter der Firma NTK, welcher aus vier miteinander verklebten, unbeschichteten Floating-Glasplatten besteht, die einen rechteckigen Leiter mit den Außenmaßen von 55.2×45.8×1063 mm ergeben. Die Dicke der oberen und unteren Platte beträgt 6 mm, die der Seitenteile 10 mm, wodurch sich ein innerer, lichter Querschnitt von 43×26 mm ergibt. Da sich der Neutronenleiter in variablen Magnetfeldern befindet und somit keine hohe elektrische Leitfähigkeit aufweisen sollte, wurde auf die übliche Nickel-Beschichtung verzichtet.

Für Float-Glas, bestehend aus 75% $SiO_2$, 13% $Na_2O$, sowie 11.5% CaO, erhält man eine Dichte von $\rho = 2.52$ g/cm$^3$ sowie eine charakteristische Wellenlänge $\lambda_c$ von 915.8(1.3) Å. Aus (2.12) ergibt sich der Grenzwinkel der Totalreflexion zu 6.85 mrad für 6.271 Å Neutronen der Silizium (111) Reflexion, bzw. 2.28 mrad für 2.090 Å Neutronen der (333) Reflexion. Unter Berücksichtigung der Absorbtion und Oberflächenbeschaffenheit des Leiters ergibt sich die mittlere Reflektivität im Totalrefelxionsbereich zu 0.996 (111) bzw. 0.984 (333) [37].

| Kenndaten des Neutronenleiter | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Float Glas | Länge | 1063 mm |
| Dichte | 2.52 g/cm$^3$ | Außenmaße | 55.2 x 45.8 mm |
| Masse | 3.650 kg | Innenmaße | 43 x 26 mm |
| Glasdicke | 6-10 mm | Cut-Out | 100 x 2 mm |

## 4.2 Das Statische Magnetfeld $B_0$

Bei dem verwendeten Magneten handelt es sich um einen NMR Forschungsmagneten des Typs B-E 25 C8 der Firma *Bruker-Physik AG Karlsruhe*, ausgestattet mit einem Drehgestell des Typs Z 12. Die Magnete des Typs E 25 besitzen eine Polkern-Stirnfläche von 250 mm, ein geschlossenes Doppeljoch aus zwei Jochflanschen und zwei Jochstegen, sowie

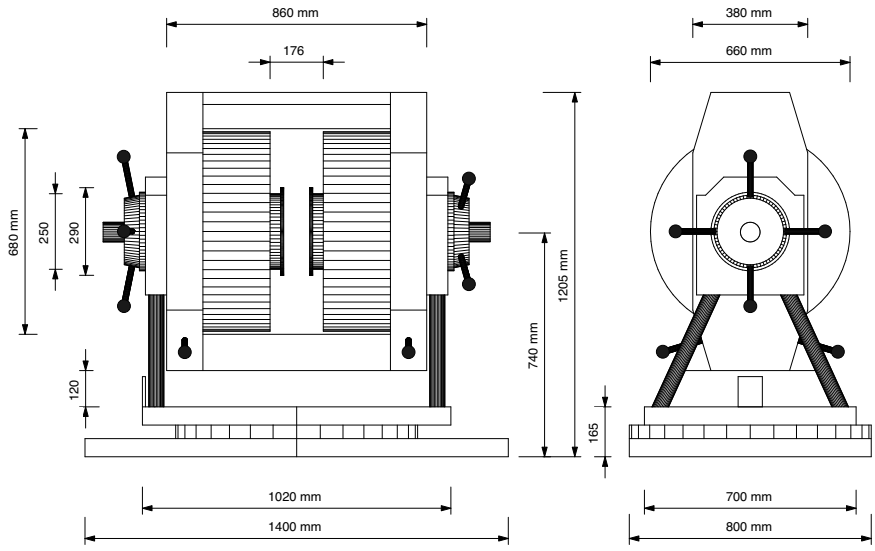



Abbildung 4.4: Abmessungen des verwendeten Forschungsmagneten Bruker B-E 25 C8, inklusive des Drehgestells Z12

kontinuierlich verstellbare Polkerne. Hergestellt wurden sie aus magnetisch weichem, speziell thermisch behandeltem Sonderstahl mit einem P- und S-Gehalt von maximal 0.035%. Auch bei hohen Feldstärken im Luftspalt ist das Eisen des Jochs weit von der magnetischen Sättigung entfernt und trägt wenig zum magnetischen Gesamtwiderstand bei. Die Antiparallelität der Stirnflächen beträgt höchstens 1/100 mm, im Mittel höchstens 1/200 mm. Zur Erhaltung der im Werk eingestellten Parallelitätsjustierung sind die Polschuhe in den Führungsbuchsen gegen Verdrehen gesichert. Beide Polkerne sind kontinuierlich verstellbar, womit sich der Abstand der Polkernstirnflächen (Luftspalt) von 5-150 mm einstellen lässt. An den Stirnseiten der Polkerne ist je ein verchromter Messingring mit sechs Bohrungen zur Befestigung von Polschuhen angebracht. Das Joch des Magneten kann beliebig um die Polkernachse geschwenkt werden, wobei die Richtung des magnetischen Feldes im Luftspalt stets waagrecht bleibt. Das zusätzliche Drehgestell Z 12 ermöglicht eine messbare Drehung des Magneten um die vertikale Achse durch den Luftspalt-Mittelpunkt um $\pm$ 180° bei einer Ablesegenauigkeit von etwa $\pm$ 1/10°.

Die Magnete vom Typ E 25/8 besitzen als Standardwicklung „C“ zwei Spule mit je 2500 Windungen Cu-Draht (3.4 mm Ø, Kaltwiderstand je ca. 6.9 Ω). Bei einer magnetischen Erregung von 125000 AW (AW = Ampere-Windungen) ergibt dies eine maximale Leistungsaufnahme von 10 kW. Zusätzlich verfügt der Magnet zur Modulation des Hauptfeldes über zwei Erregerspulen mit je 300 Windungen Cu-Draht (1.2 mm Ø, Kaltwiderstand je ca. 5 Ω; Erregung 3000 AW bei max. 150 W Leistungsaufnahme). Beide Zusatzspulen befinden sich auf den dem Luftspalt benachtbarten Wickelpaketen der Haupterregerspulen. Die beiden Anschlüsse jeder Spule werden getrennt in den Schaltkasten geführt und können über Buchsen auf der Oberseite des Schaltkastens angeschlossen werden. Praktisch kann jede beliebige Gleich- oder Wechselspannung angeschlossen werden, die einen entsprechenden Anpassungswiderstand besitzt.

In beiden Jochschenkeln ist ein Weicheisenzylinder eingepaßt, auf den je drei miteinander parallel geschaltete Kühlscheiben aufgeschraubt sind. Durch die großen Durchflusskanäle besteht nur eine geringe Verkalkungs- bzw. Verschmutzungsgefahr. Zusätzlich kann

die Durchflußmenge der einzelnen Spulen mittels der durchsichtigen Verbindungsstücke optisch kontrolliert werden. Für die Kühlung des Magneten ist normaler Wasserleitungsdruck ausreichend. Der maximale Betriebsdruck des Magneten liegt bei 3 bar (werksmäßig geprüft auf 6 bar) bei einer maximalen Durchflußmenge vom 20 l/min. Als praktisch ausreichende Durchflußmenge wird 10-15 l/min bei ca. 1.5 kg/cm$^2$ angegeben.

Auf der Rückseite des Magneten ist am unteren Steg ein Schaltkasten angebracht, der die Zu- und Abflußleitungen des Kühlwassers enthält. Auf der Vorderseite des selben Steges befindet sich ein gleichgroßer Schaltkasten, in dem die elektrischen Anschlüsse in einer Schraubenklemmleiste zusammengefasst sind. Nach Abnahme des Deckels, auf dem das Datenschild angebracht ist, kann die Schaltung der Magnetspulen durch Auswechseln der Überbrückungsdrähte zwischen „parallel“ und „seriell“ variiert werden. Bei Parallelschaltung der beiden Hauptspulen darf der maximale Strom ($I_{max}$) im Dauerbetrieb 40 Ampere nicht überschreiten. Bei Serienschaltung reduziert sich $I_{max}$ auf 20 Ampere. Dies entspricht bei der derzeit verwendeten 60 Ampere Stomversorgung (Bruker BMN 200/60 A6) einer maximalen Leistung von 66% bzw. 33%.

### 4.2.1 Kenndaten des Magnetfeldes $B_0$

Das anliegende Magnetfeld stellt eine Funktion der verwendeten Stromstärke sowie der Spaltbreite zwischen den Magnetpolschuhen dar. Neben dem erreichbaren Maximalwert beeinflusst eine Veränderung des Polschuhabstandes zudem die Breite des homogenen Magnetfeldbereichs. Durch Verwendung speziell geformten Polschuhe können auch nichthomogene Magnetfeldverläufe erzielt werden, wie etwa Gradientenfelder mit einer Feldgeometrie $B \cdot dB/dx =$ konstant oder $dB/dx =$ konstant. Mittels zweier Kurbeln kann der Abstand zwischen den Polkernen im Bereich 5-150 mm variiert werden, wobei eine Umdrehung einer Kurbel einer Änderung der Spaltbreite von 4 mm entspricht. Während die verwendbare Stromstärke nur von den Kenndaten des Magnets und der Stromquelle abhängt, wird die verwendbare Spaltbreite durch die geometrischen Maße der Versuchsanlage bestimmt. Das Verhalten der Magnetfeldstärke als Funktion des Stroms (in Prozent des Maximalwertes von 60 A) sowie der Spaltbreite wird in Abb. 4.5 für Serien- und Parallelschaltung der Haupterregerspulen wiedergegeben. Deutlich sieht man, dass bei mehr als 2/3 der zulässigen Stromstärke das Magnetfeld nicht mehr linear dem Strom folgt. Das Verhalten bei Veränderung des Polschuhabstandes ist bei entsprechender Stromwahl ident.

Kombiniert man nun die Erkenntnisse aus Abb. 4.5, lässt sich ein Arbeitsbereich definieren, in dem das gewünschte Magnetfeld ($1 \pm 0.1$ T) erreichbar ist. Abb. 4.6 zeigt den für die gewählte Parallelschaltung der Magnetspulen zur Verfügung stehenden Bereich. Bei maximal zulässigem Strom können 1.1 T bis zu einer Spaltbreite von ca. 9 cm erreicht werden. Anzumerken sei hier, dass die Kühlung des Magneten bei $I_{max} > 50\%$ im Dauerbetrieb problematisch ist.

#### Hysteresekurve des Magneten

Auf Grund der sehr scharfen Resonanzbedingung (2.33) ist es notwendig, das Magnetfeld im Inneren des homogenen Bereichs exakt zu bestimmen. Zum Vergleich der verwendeten Magnetfeldsonden wurde sowohl mit der Sonde des BH-15, als auch mit der des Bell-Gaussmeters, je eine Hysteresekurve in der Spaltmitte, sowie an der Polschuhoberfläche vermessen. Die Spaltbreite betrug bei dieser Messung 9 cm. Abb. 4.7 zeigt als Beispiel die Messkurve der BH15 Sonde in der Mitte des Polschuhspaltes. Für die verschiedenen

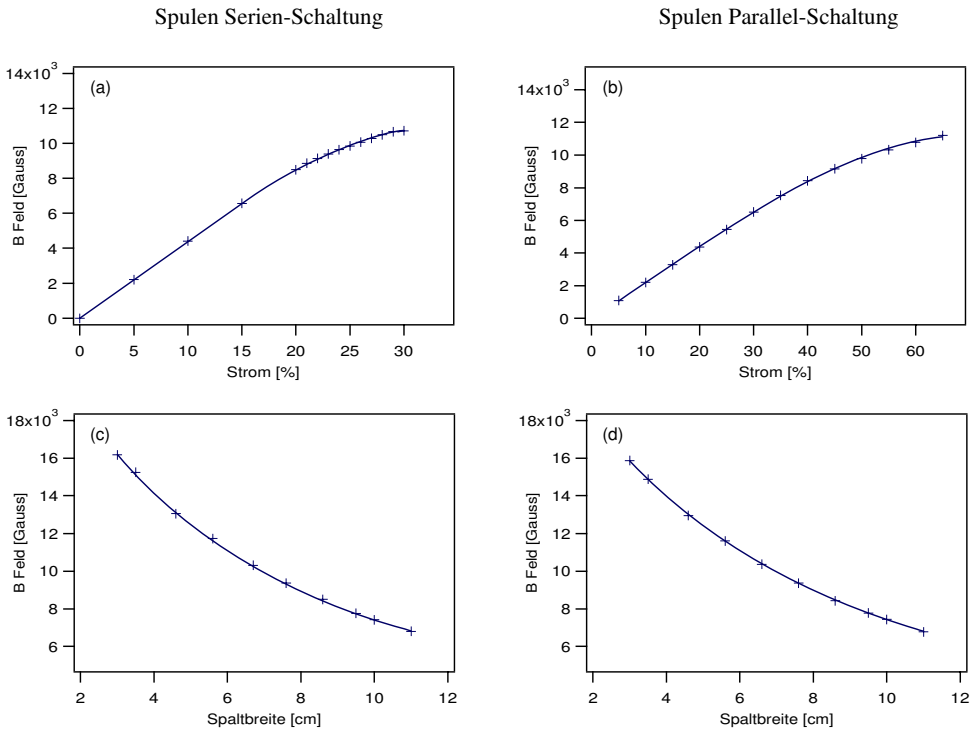



Abbildung 4.5: Abhängigkeit des Magnetfeldes von Stromstärke (a,b) und Spaltbreite (c,d) bei serieller Schaltung (a,c) sowie paralleler Schaltung (b,d) der Spulen. Die Abhängigkeit von der Spaltbreite wurde bei $I = 20\% = 12$ A (c) bzw. $I = 40\% = 24$ A (d) bestimmt.

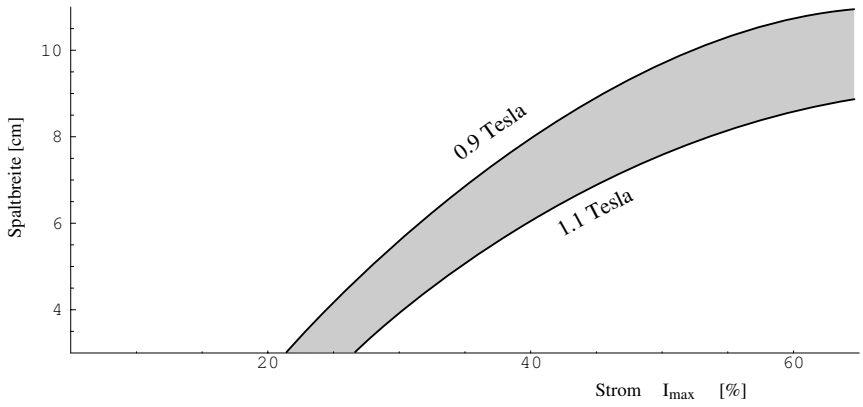



Abbildung 4.6: Die "1-Tesla-Bedingung": Durch Spaltbreite und Stromstärke definierter Arbeitsbereich, in dem das gewünschte Magnetfeld von $1 \pm 0.1$ T erreicht werden kann.

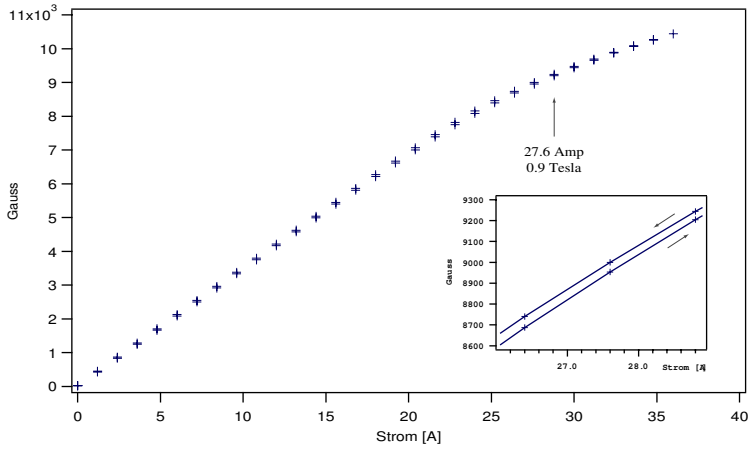



Abbildung 4.7: Hysteresekurve in der Mitte des Spalts bei einer Spaltbreite von 9 cm, aufgenommen mit der Hallsonde des BH15.

Sonden ergaben sich bei einer Stromstärke von 27.6 Ampere (42%) folgende Werte:

| Sonde | Position | Magnetfeld [Gauss] | ΔB |
|---|---|---|---|
| Bell | Spaltmitte | 8990 - 8945 | 45 |
| BH15 | Spaltmitte | 9000 - 8954 | 46 |
| Bell | Polschuh | 8978 - 8932 | 46 |
| BH15 | Polschuh | 9032 - 8986 | 46 |

### Magnetfeldverlauf entlang der Neutronenflugbahn

Neben dem Magnetfeld innerhalb des homogenen Bereichs, welches für die Energieaufspaltung der Neutronen (Zeeman-Effekt) zuständig ist, ist auch das Streufeld des Magneten von Bedeutung. Zum einen dient es als Führungsfeld für Experimente mit polarisierten Neutronen, zum anderen muss sichergestellt werden, dass es zu keiner Beeinflussung benachbarter Experimente (IRIS, OSIRIS) kommt. Abb. 4.8 zeigt das gemessene Magnetfeld $B_y$ entlang der Neutronenflugbahn entlang der $z$-Achse als Funktion des Abstands zum Magnetzentrum. Ein zentrales Feld von 10000 G = 1 T klingt auf zirka 400 G am äußeren Rand der Erregerspulen (Ø= 700 mm) ab. Am Ort der Kristallplatten beträgt das Magnetfeld etwa 50 G, wobei sich ein Gradient von etwa 3 G über die Dicke der Kristallplatte ergibt, und klingt bis zum Ort der Eintrittsfenster des Vakuumgefäßes auf etwa 16 G ab. Somit ist die Bedingung eines kontinuierlichen Führungsfeldes über den gesamten Speicherbereich erfüllt. Außerhalb des Vakuumgefäßes oder von der $z$-Achse entfernt ergeben sich nur geringe Magnetfelder. An der Experimentwand von OSIRIS konnte auch bei vollem Betrieb des Magneten kein nennenswertes Magnetfeld (Messwerte $< 1$ G) gemessen werden.

### Installation an ISIS

Da das Streufeld des Magneten gering ist und der Magnet keine freiliegenden elektrischen Anschlüsse aufweist, konnte auf eine Sicherung des Magneten mittels Interlock-Systems verzichtet werden, wodurch der Zugang zum Experimentbereich auch während des Magnetbetriebs möglich bleibt. Lediglich eine Warnlampe beim Eintritt zum Experimentierbereich

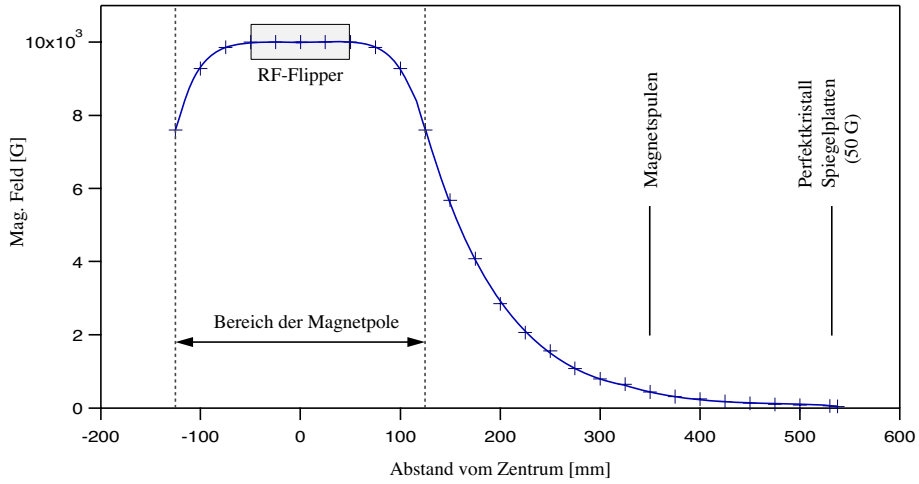



Abbildung 4.8: Magnetfeld $B_y$ im Inneren des Speichervolumens. Das zentrale Magnetfeld von 1 T fällt am Rand der Magnetpolschuhe rasch ab und erreicht am Ort der Kristallspiegel einen Wert von etwa 50 G. Der homogene Bereich im Inneren der Polschuhe beträgt etwa 15 cm.

weist auf einen möglichen Betrieb hin[2]. Die für den Betrieb notwendige Wasserkühlung wurde an der OSIRIS Wand befestigt und besteht aus zwei getrennten Leitungen für Magnet und Stromversorgung. Der Kühlkreislauf an ISIS birgt jedoch gewisse Probleme. Zum einen ist die Durchflussmenge stark von den momentan betriebenen Experimenten abhängig. Je mehr Kühlkreisläufe innerhalb der Experimentierhalle aktiviert werden, desto bedenklicher sinkt die zur Verfügung stehende Durchflussmenge an *VESTA*. Zum anderen lässt auch die Wasserqualität stark zu wünschen übrig. Der Magnet sollte deswegen regelmäßig auf Verstopfungen kontrolliert werden. Während die Stromversorgung des Magneten über einen internen Temperatursensor geschützt ist, der bei steigender Temperatur mithilfe des `TEMP` Veto-Signals eine Stromabschaltung bewirkt, ist der Magnet selbst derzeit nicht gegen eine übermäßige Erwärmung geschützt. Zudem musste eine am Magneten vorhandene Druckregulierung ausgebaut werden. Lediglich die nahe dem Polschuh installierte Hall-Sonde der Magnetfeldsteuerung (siehe nächster Abschnitt) zeigt über eine Warnlampe an der Magnetfeldsteuerung eine Erwärmung an.

### 4.2.2 Steuerung des Magnetfeldes

Die Steuerung des Magneten erfolgt mittels der *Remote Control Unit* (RCU) der Stomversorgung im Inneren der Messkabine, in Kombination mit dem Gaussmeter BH15. Das BH15 kann sowohl als reines Messgerät als auch als Steuergerät betrieben werden. Im Mess-Modus (Modus 5) des BH15 wird das aktuell herrschende Magnetfeld angezeigt, welches sich durch den an der RCU eingestellten Strom in Prozent der maximalen Stomstärke ($I_{max} = 60$ A) ergibt.[3] Die Messung erfolgt hierbei über eine Hall-Sonde, die an der Innenseite des (in Flugrichtung der Neutronen) linken Magnetfelddeckels des Vakuumgefäßes angebracht wurde (vergleiche Abb. 4.23) und sich somit im homogenen Bereich des Magnetfeldes, jedoch außerhalb des Vakuumgefäßes befindet. Das BH15 ist zusätzlich mittels

[2]Diese Warnlampe ist mit dem Hauptschalter der Steuereinheit des Magneten gekoppelt und zeigt somit bereits die Bereitschaft an, den Magneten mittels Drückens des "Power ON" Schalters einzuschalten.

[3]Zu beachten ist, dass der Strom am Gerät jedoch in Ampere angezeigt wird.

einer analogen Signalleitung mit der RCU verbunden und kann, sobald es sich in einem seiner "Sweep"-Moden (z.B. Modus 0) befindet, die Steuerung des Magneten übernehmen. In diesen Sweep-Moden kann das gewünschte Magnetfeld direkt in Gauss eingegeben werden, die Stromstärke wird über das analoge Signal an die gewünschte Stärke angepasst. Ein Starten des Sweep-Zykus ist hierbei für die Steuerung nicht notwendig. Bei der Verwendung der Sweep-Moden ist zu beachten, dass sich das eingegebene Magnetfeld (`CF/OF`) auf das "Offset"-Feld bezieht, zu dem noch (entsprechend der momentanen Position im Sweep-Zyklus) ein Teil des eingegebenen Sweep-Feldes (`SW`) addiert wird.[4] Wird nur eine Stabilisierung des Magnetfeldes gewünscht, sollten deswegen das Sweep-Feld auf Null gesetzt werden. Obwohl die Hall-Sonde thermisch und elektrisch gegen die Magnetpolkerne isoliert ist, kommt es zu einer leichten Temperaturdrift des angezeigten Magnetfeldes. Eine verbesserte Isolierung und Kühlung des Magneten ist deswegen anzustreben.

## 4.3 Das Hochfrequenzfeld

Aufgabe des Hochfrequenzfeldes ist es, die in Abschnitt 2.2.3 beschriebene Energieänderung der Neutronen durch Spininvertierung innerhalb des statischen Magnetfeldes zu bewirken. Zu diesem Zweck muss ein schnell schaltbares magnetisches Wechselfeld im Radio-Frequenzbereich (etwa 25 MHz) von einigen Gauss erzeugt werden. Die Diskussion der Parameter dieser Spin-Invertierung findet sich in Abschnitt 2.4. Da sich das HF Feld im homogenen Bereich des für die Zeeman-Aufspaltung verantwortlichen Magnetfeldes $B_0$ befinden muss und es zu keiner Beeinflussung des Speichervolumens der Neutronen kommen darf, ergeben sich enge Randbedingungen für die Konstruktion der einzelnen Komponenten. Besondere Rücksicht ist auf die Abschirmung der Hochfrequenzen zu nehmen, da es sonst zu einer Beeinflussung der umgebenden Elektronik kommen kann.

Erzeugt wird das RF Feld im Inneren einer Spule, welche Teil eines RLC-Schwingkreises ist, der sich komplett innerhalb des NMR Magnetfeldes befindet. Die Anregung des Schwingkreises erfolgt hierbei über einen Signalgenerator, einen Verstärker, eine Impedanzanpassung sowie die nötigen Verbindungen, inklusive der in 4.4.2 beschriebenen Vakuumdurchführung. Im folgenden wird die Erzeugung des RF-Feldes gemäß Abb. 4.9 diskutiert. Messkurven zum verwendeten Signalgenerator und Signalverstärker finden sich im Anhang.

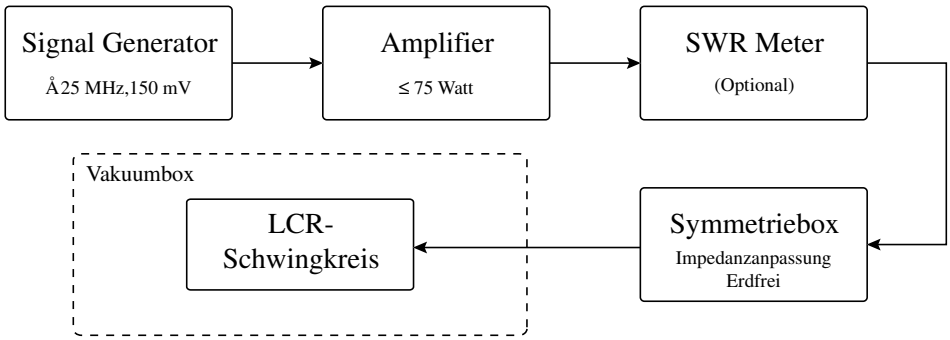



Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des Hochfrequenzteils.

[4] Das aktuelle Feld kann über die Taste FC (Field Calculated) angezeigt werden.

### 4.3.1 Frequenzerzeugung

#### Der Signalgenerator

Für den Bereich der Radio-Frequenzen steht eine breite Auswahl an Signalgeneratoren mit unterschiedlichen Merkmalen zur Verfügung. Besonderes Augenmerk ist bei der Auswahl auf die Frequenz-Stabilität des Generators, den angebotenen Frequenzbereich sowie die exakte Einstellung der Frequenz zu legen.

Die Wahl fiel auf einen *Rohde-Schwarz* Signalgenerator des Typs SMY01, der mit einem zusätzlichen Referenz-Oszillator (Option SMY-B1) ausgestattet ist. Dieser Signalgenerator ermöglicht die Erzeugung einer Sinus-förmigen Frequenz im Bereich von 9 kHz bis 1.04 GHz in einer Auflösung von 1 Hz. Neben dem stationären Betrieb verfügt der SMY01 auch über die Möglichkeit einer Frequenz-, Amplituden- und Phasenmodulation, sowie die Kombination dieser Modulationen. Er bietet die Möglichkeit eines linearen, schrittweisen Sweeps für die RF-Frequenz, sowie Speicherplatz für 99 komplette Geräteeinstellungen. An seiner Vorderseite besitzt er je einen Eingang für eine externe Frequenz- und Amplitudenmodulation, einen AF-Modulationsausgang sowie den RF Ausgang (N-Typ Buchse, 50 Ω). An seiner Rückseite besitzt er Anschlüsse für ein GPIB Interface (IEEE488), einen 10 MHz Referenz - Ein-/Ausgang, einen Sequenz-Eingang (`SEQ`) zum Aufrufen gespeicherten Voreinstellungen in aufsteigender Reihenfolge, sowie über einen `BLANK` Eingang zum Austasten des Pegels durch ein externes TTL Signal.

| Kenndaten des Signalgererators SMY01 (SMY-B1) | | | |
|---|---|---|---|
| Min. Frequenz | 9 kHz | Einschwingzeit | $< 60$ ms |
| Max. Frequenz | 1.04 GHz | Pulsmodulation | ON/OFF $> 80$ dB |
| Resolution | 1 Hz | Anstiegszeit | 4 $\mu$s (10% / 90%) |
| RF Ausgang | N-Buchse | Abfallzeit | 4 $\mu$s (90% / 10%) |
| Sweepschrittweite | 10 ms - 5 s | Rel. Frequenzfehler | $< 10^{-9}$/ Tag + $5 \cdot 10^{-8}$ |

Der urspünglich geplante Einsatz der Sequenzfunktion (siehe Abb. 4.20) konnte nicht verwendet werden, da zum Weiterschalten zwischen den einzelnen Speichereinstellungen eine Kontaktgabe für mehr als 10 ms erforderlich ist. Auch die Verwendung des GPIB Busses wird durch die Tatsache beschränkt, dass die Einschwingzeiten bei Frequenzänderungen mit $< 60$ ms im Datenblatt angegeben werden. Lediglich die Verwendung des `BLANK` Eingangs ermöglicht das rasche Unterdrücken des Signalausganges. Die Anstiegszeit (10% / 90%) sowie die Abfallzeit (90% / 10%) des Ausgangspegels wird mit typischerweise 4 $\mu$s angegeben. Die Verwendung der Pulsmodulation wird softwaremäßig aktiviert, die Polarität des TTL Signals kann durch die Zusatzfunktion "BLANK Polariät invertieren" gewählt werden. Bei ausgeschalteter Zusatzfunktion wird der RF-Pegel bei TTL-Eingangspegel `HIGH` ausgetasted, bei eingeschaltener Zusatzfunktion bei `LOW`.

| Softwareoptionen der Pulsmodulation | | | |
|---|---|---|---|
| Pulsmodulation Ein | `Special+9` | `BLANK` invertiert Ein | `Special+11` |
| Pulsmodulation Aus | `Special+10` | `BLANK` invertiert Aus | `Special+12` |

Anzumerken ist, dass es aus Sicherheitsgründen vernünftig erscheint den RF-Pegel nur dann freizugeben, wenn ein `HIGH` Signal anliegt. Dadurch kann ein irrtümliches Betreiben des Flippers durch Unterbrechen einer Kabelverbindung oder ähnlichem vermieden werden.

### Der Signalverstärker

Zum Einsatz kommt ein Verstärker der Firma *Amplifier Research* vom Typ 75A250 mit einem Frequenzband von 10 kHz bis 250 MHz. Es handelt sich hierbei um einen tragbaren, luftgekühlten Breitbandverstärker, der relativ unempfindlich gegen unangepasste Ausgangswiederstände oder erhöhte Eingangsleistung ist. Zu beachten ist jedoch, dass eine Überschreitung der nominalen Eingangsleistung (1 mW) um das zwanzigfache (!) zu einer Beschädigung des Geräts führen kann. Bei dem verwendetem 50 Ω Kabel entspricht dies einer nominalen Spannung von etwa 300 mV. Es sollte daher unbedingt darauf geachtet werden, dass nur **Spannungen unter 1 Volt** am Eingang anliegen. Da der Widerstand des verwendeten Resonanzkreises ausschließlich auf dem HF-Widerstand der Spule beruht, dürfen zusätzlich nur **Frequenzen vom mehr als 10 MHz** angelegt werden, da ein Betreiben des Verstärkers in einem Kurzschlußkreis ebenfalls zu vermeiden ist.

| Kenndaten des Signalverstärkers | | | |
|---|---|---|---|
| Frequenzband | 10 kHz-250 MHz | Verstärkung (max) | 49 dB min. |
| Eingangsleistung Nom. | 1 mW | Max. Eingangsleistung | 20 mW |
| Ausgangsleistung Nom. | 100 W | Eingangswiederstand | 50 Ω |
| Ausgangsleistung Min. | 75 W | Ausgangswiederstand | 50 Ω |
| Max. Eingangsspannung | 1 V | Min. empfohlene Frequenz | 10 MHz |

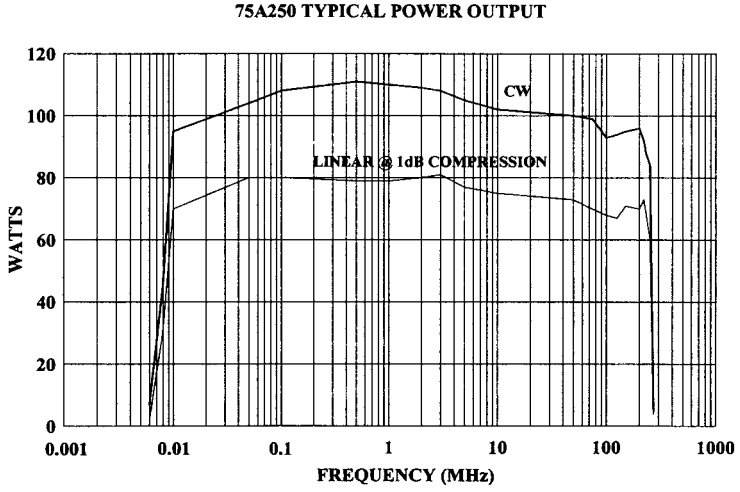



Abbildung 4.10: Typische Ausgangsleistung des Signalverstärker Amplifier Research 75A250. Übernommen aus der Gerätebeschreibung.

## 4.3.2 Signalübertragung

Die große räumlich Trennung von Resonanzkreis (innerhalb des Experimentierbereiches) und Signalerzeugung (im Inneren der Messkabine) stellt besondere Anforderungen an die Signalübertragung, insbesonders ihrer Abschirmung. Für die Signalleitungen außerhalb der Vakuumbox werden Halb-Zoll Festmantel Koaxialkabel verwendet, die über N-Typ Stecker miteinander verbunden sind. Innerhalb der Vakuumbox kommen spezielle Luftkammer-Koaxialkabeln zum Einsatz. Um die Emittierung elektromagnetischer Wellen der Kabel

zu minimieren, wurden alle Koaxialkabel außerhalb der Vakuumbox zusätzlich mit einem weiteren, flexiblen Metallschlauch umgeben, der mit Masse verbunden wurde. Bei der Wahl der Kabellängen ist zu beachten, dass sich eine optimale Antennenanpassung realisieren lässt, wenn die Kabellänge inklusive des Verkürzungsfaktors (etwa 0.6 Festmantel-, 0.9 Luftmantel-Kabel) einer halben Wellenlänge des zu übertragenden Signals entsprechen.

### Optionales SWR Meter

Zur Überprüfung der Güte einer Antennenanpassung kann nach dem Verstärkerausgang die sogenannte "Standing Wave Ratio" (SWR) gemessen werden. Sie gibt das Verhältnis der in den Schwingkreis eingebrachten Leistung zur tatsächlich abgestrahlten Leistung an. Einer ideal angepassten Sendeanlage ohne jede Reflexionen würde ein (praktisch nicht zu erreichendes) SWR von 1 entsprechen. Bei Frequenzen unterhalb von 200 MHz gilt ein SWR $\leq 2.0$ als akzeptabel. Wie in Abb. 4.11 ersichtlich wird dies erreicht, wenn weniger als 10% der emittierten Leistung reflektiert werden. Mit dem an *VESTA* verwendeten SWR-Meter, welches die emittierte Leistung ("Forward") sowie die reflektierte Leistung ("Reflected") in Watt anzeigt, ergibt sich das SWR zu:

$$SWR = \frac{1 + \sqrt{\frac{Reflected}{Forward}}}{1 - \sqrt{\frac{Reflected}{Forward}}}$$

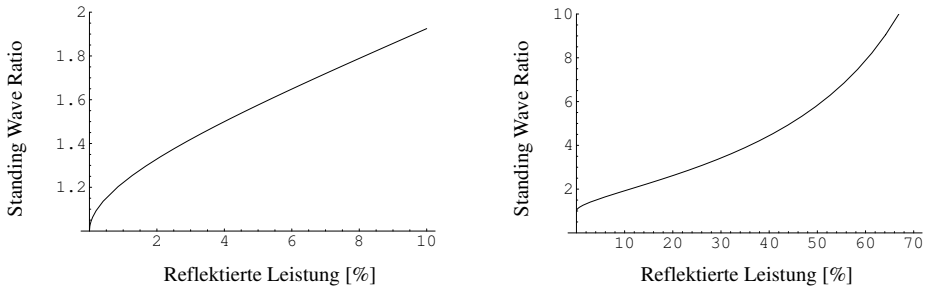



Abbildung 4.11: Das Stehwellenverhältnis SWR als Funktion der reflektierten Leistung in Prozent der Ausgangsleistung in den Bereichen von 0 bis 10% (Links) sowie von 0 bis 70% (Rechts).

In Abb. 4.11 ist das Stehwellenverhältnis als Funktion der reflektierten Leistung aufgetragen. Die reflektierte Leistung ist von Bedeutung, da sie wieder an den Amplifier abgegeben wird und dort zu einer Wärmeentwicklung und einer Belastung des Ausganges führen kann. Zwar stellt das SWR das Maß für die Antennenanpassung dar, jedoch ist zu beachten dass dies nicht bedeutet, dass sich der Resonanzkreis bei minimalem SWR in Resonanz befindet. Im Falle des gewählten Parallel-Schwingkreises geht die in den Schwingkreis eingebrachte Leistung in der Resonanz gegen Null, wodurch sich ein höheres SWR ergeben kann als bei nahe liegenden Sekundär-Resonanzen (siehe Abschnitt 4.3.4). Das SWR-Meter kann im Prinzip nach Einstellung des Resonanzkreises entfernt werden. Während der Testphase liefert das SWR jedoch wichtige Informationen über den Zustand des Resonanzkreises. So kann ein sprunghaftes Ansteigen der SWR bei Leistungserhöhung oder Veränderung des Vakuums auf ein Überschreiten der Durschlagsspannung hinweisen.

### Die Symmetriebox

Aufgabe der Symmetriebox ist die Impedanzanpassung des Verstärkerausganges an den Schwingkreis sowie die Aufteilung des RF Signals auf zwei getrennte Leitungen. Das Kernstück der Symmetriebox ist ein Ferrit Ringkern des Typs U17/R76 mit einem Durchmesser von 76 mm und einer Arbeitsfrequenz von 10-220 MHz, der uns freundlicherweise von der Firma *Siemens* zur Verfügung gestellt wurde. Dieser Kern befindet sich in einer Box aus Aluminium mit drei Anschlüssen (N-Typ Buchsen) für Koaxialkabel, und ist mit zwei mit Isolationslack überzogenen Drähten umwickelt (vergleiche Abb. 4.12). Ein Draht verbindet hierbei den Signal-Pin der Eingangsbuchse über mehrere Windungen mit dem Mantel der Eingangsbuchse. Zusätzlich zweigt in der Hälfte ein Draht zum Signal-Pin der Ausgangsbuchse I ab. Ein zweiter, zum ersten parallel gewickelter Draht verbindet den Eingangsbuchsen-Mantel mit dem Signal-Pin der Ausgangsbuchse II.

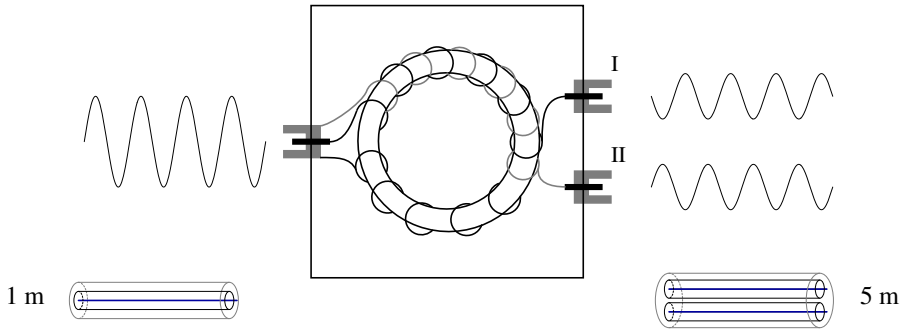



Abbildung 4.12: Das Prinzip der Symetriebox: Das eingehende Signal wird auf zwei getrennte, um 180° phasenverschoben Signale in getrennten Kabel aufgeteilt. Eingangs- und Ausgangskabel sind zusätzlich mit einem flexiblen Schirmschlauch ummantelt, die Box und die Ummantelung des ausgehenden Kabel sind mit Masse verbunden.

Dies bewirkt, dass das einfallende Signal auf zwei getrennte Signale aufgeteilt wird, deren Phase um 180° zueinander verschoben ist. Der Mantel der ausgehenden Koaxialkabel ist nun über die Aluminiumbox mit Masse verbunden, die Übertragung wird erdfrei. Beide ausgehenden Kabel werden zusätzlichen in einen gemeinsamen flexiblen Abschirm-Schlauch geführt. In Verbindung mit der Phasenverschiebung der Signale wird die EM-Abstrahlung der etwa 5 Meter langen Zuleitung zur Vakuumbox deutlich verringert.

## 4.3.3 Der Radio-Frequenz Schwingkreis

Bei dem verwendeten RF-Schwingkreises handelt es sich um einen RLC - Parallel-Schwingkreis, bestehend aus der Spule, die das für die Spininversion notwendigen Magnetfeld erzeugt, sowie einem Plattenkondensator. Durch die speziellen Anforderungen der Anlage war es notwendig die einzelnen Komponenten im Selbstbau herzustellen. Nach der folgenden Vorstellung der einzelnen Komponenten wird das Verhalten des Schwinkreises in 4.3.4 diskutiert.

### Der Kondensator

Aufgrund des geringen Platzangebotes, der hohen Spannung, sowie der benötigten kleinen Kapazität, wurde kein serienmäßiger Kondensator gefunden, der die gesuchten Anforderungen erfüllte. Deswegen wurde entschieden den Kondensator im Eigenbau als Schicht- oder Plattenkondensator zu realisieren. Für Tests mit niedriger Leistung außerhalb des Vakuumgefäßes konnten handelsübliche Drehkondensatoren verwendet werden um die benötigte Kapazität zu bestimmen. Der Kondensator besteht aus einer Serie von Al-

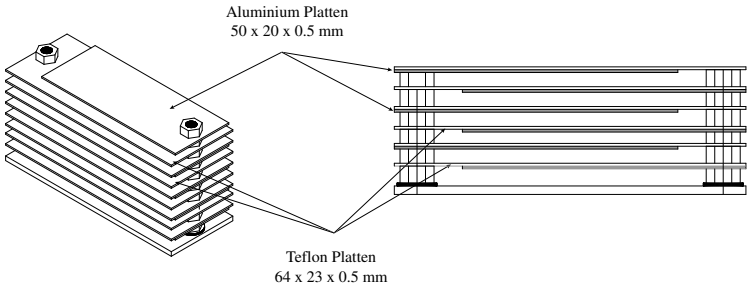



Abbildung 4.13: Schematische Zeichnung des Eigenbau-Kondensators in Schichtbauweise.

Plättchen (50×20×0.5 mm), die abwechselnd auf den gegenüberliegenden Kupferschrauben (M3, Abstand 54 mm) der Halterung montiert werden. Die einzelnen Kondensatorplatten werden durch Teflon-Plättchen (64×23×0.5 mm) voneinander isoliert. Als Abstandhalter zwischen den Platten dienten M3 Kupfermuttern (Höhe 2.5 mm) sowie Beilagscheiben. Bei der verwendeten Geometrie ergab sich einer Überdeckung der Aluminiumplätchen von 38×20 mm. Die Kapazität eines solchen Schichtkondensators kann durch Entfernen oder Hinzufügen von Aluminium-Platten verändert werden, wobei sich die Kapazität bei $n$ Platten mit der elektrische Feldkonstante $\epsilon_0 = 8.854187817 \cdot 10^{-12}$ F/m zu

$$C \approx 2\epsilon_0\epsilon_r(n-1)\frac{A}{d}$$

ergibt. Eine Feineinstellung kann durch ein Verdrehen der Platten und der damit verbundenen Änderung der Überdeckung erreicht werden. Während der Messungen kamen verschiedene Plattenanzahlen (2 bis 12) zum Einsatz. Bei der Bestimmung der benötigten Kondensator-Kapazität sind die Kapazitäten der Zuleitungen sowie diverse Streukapazitäten zu berücksichtigen, wodurch die Resonanzfrequenz vom berechneten Wert deutlich abweichen kann.

| Kenndaten des Plattenkondensators | | | |
|---|---|---|---|
| Al-Platten | 50×20×0.5 mm | Isolation | Teflon 0.5 mm |
| Überdeckung | 38×20 mm | Plattenzahl | 2-12 |
| Plattenabstand | 3 mm | Min. Kapazität | 4 pF |

### Die Hochfrequenzspule

Die Hochfrequenzspule besteht aus einem mit Silber ummantelten Kupferdraht (Ø= 1.5 mm), der in 14 Windungen um die Mitte des Neutronenleiters gewickelt wurde. Um die Spule aufzunehmen, wurde auf einer Länge von 10 cm der Neutronenleiter rundum um 2 mm abgefräst, wodurch die in Abb. 4.1 dargestellte “Cut-Out-Section” entstand.

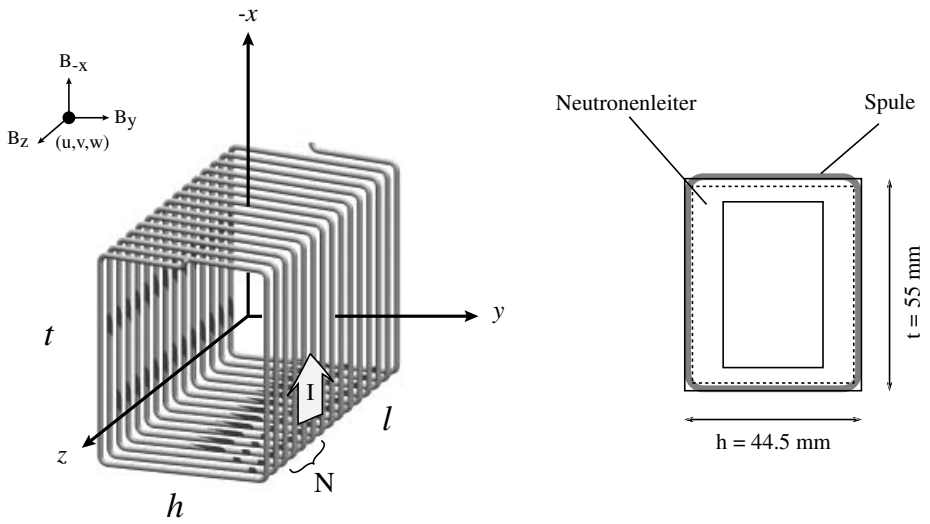



Abbildung 4.14: Die verwendete Rechteckspule (Breite $t$, Höhe $h$, Länge $l$) mit dem bei *VESTA* verwendeten Speicher-Koordinatensystem.

Zur Bestimmung einer geeigneten Windungszahl wurde ein Plexiglas-Modell des Neutronenleiters, welches den mittleren 20 cm des Glasleiters entspricht, angefertigt und der Resonanzkreis an diesem Modell aufgebaut. Sämtliche in 5.1.3 beschriebenen Messungen in Wien wurden anhand dieses Testflippers durchgeführt und die Konstruktion erst nach abgeschlossener Optimierung auf den originalen Neutronenleiter übertragen. Durch die verkürzte Länge des Modells konnte auch das Magnetfeld im Inneren der Spule leichter gemessen werden, wenn auch wegen des Fehlens geeigneter HF Meßsonden nur bei niedrigen Frequenzen ($\leq$ 10 kHz). Das Magnetfeldes einer solchen Spule mit rechteckigem Querschnitt wird im folgenden Abschnitt analytisch berechnet.

| Kenndaten der Resonanzspule | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Silber/Kupfer | Länge | 97 mm |
| Durchmesser Ø | 1.5 mm | Breite | 44.5 mm |
| Windungen | 14 | Höhe | 55 mm |
| Induktivität | 5.5 $\mu H$ | Kaltwiderstand | 0.03 Ω |

**Magnetfeld einer Rechteckspule**

Gegeben sei die in Abb. 4.14 dargestellte rechteckige Spule der Höhe $h$, Breite $t$ und Länge $l$, deren Symmetriezentrum im Koordinatenursprungs liegt. Weiters sei die Windungszahldichte durch $N$, der Oberflächenstrom durch $I$ repräsentiert. Für das statische Magnetfeld $\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$ an einem beliebigen Punkt $(u, v, w)$ ergibt sich nach Wegintegration (siehe [90], Anhang A.2) entlang der Rechteckspule:

$$B_x = \frac{\mu_0 N I}{4\pi} \sum_{k,m,n=0}^{1} (-1)^{k+m+n} \cdot \ln\left( (-1)^k h - 2v + \sqrt{(t + (-1)^m 2u)^2 + (h - (-1)^k 2v)^2 + (l + (-1)^n 2w)^2} \right)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 N I}{4\pi} \sum_{k,m,n=0}^{1} (-1)^{k+m+n} \cdot \ln\left( (-1)^k t - 2u + \sqrt{(t-(-1)^k 2u)^2 + (h+(-1)^m 2v)^2 + (l+(-1)^n 2w)^2} \right)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 N I}{4\pi} \sum_{\substack{m,n,\\ k,p=0}}^{1} \arctan\left[ \left( \frac{t+(-1)^m 2u}{h+(-1)^n 2v} \right)^{(-1)^p} \cdot \frac{l+(-1)^k 2w}{\sqrt{(t+(-1)^m 2u)^2 + (h+(-1)^n 2v)^2 + (l+(-1)^k 2w)^2}} \right] \tag{4.2}$$

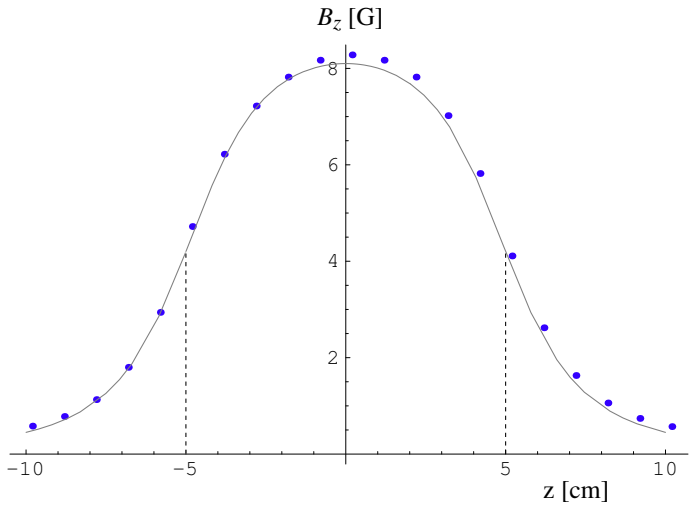



Abbildung 4.15: Das Magnetfeld $B_z$ der verwendeten rechteckigen Spule entlang der z-Achse. Die Enden der Spule liegen bei ± 5 cm. Die nach Gleichung (4.2) berechnete theoretische Kurve besitzt keinen freien Fitparamter und stimmt mit den Messwerten (Punkte) gut überein.

Bei der verwendeten Spule mit relativ wenigen Windungen und einer hohen Steigung scheint der Ansatz einer Windungszahldichte $N$ zuerst gewagt. Abb. 4.15 zeigt das mit Hilfe der Testspule (Gleichstrom, 5 A) gemessenen Magnetfeld $B_z$ entlang der $z$-Achse im Vergleich mit der durch (4.2) vollständig bestimmten theoretischen Kurve. Im Rahmen der durch die Positionierung der Sonde definierten Messgenauigkeit stimmen die Werte gut überein. Will man die durch die Steigung der Spule verursachte Abweichung von $\vec{B}$ näherungsweise berücksichtigen, könnte das durch (4.2) berechnete Feld mit dem Feld eines parallel zur $z$-Achse liegenden, stromdurchflossenen Drahtes überlagert werden [91].

Gleichung (4.2) zeigt auch, dass das Magnetfeld, welches ein Neutron beim Durchqueren der Spule verspürt, stark von der Bahn anhängt, auf welcher es den Flipper im Inneren des Neutronenleiters durchquert. In Abb. 4.16 ist das stationäre Magnetfeld $B_z$ für einige charakteristische Flugbahnen berechnet. Die erste Flugbahn entspricht der bereits in Abb. 4.15 überprüften $z$-Achse. Die zweite Kurve entspricht einer Bahn nahe der Seitenfläche des Neutronenleiters, die dritte Bahn einer Flugbahn in einem Eckpunkt des lichten

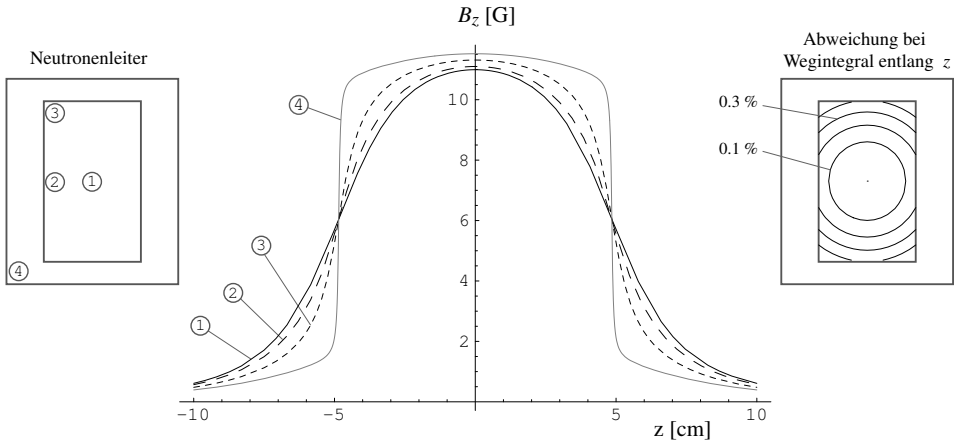



Abbildung 4.16: Variation des Magnetfeldverlaufes $B_z$ innerhalb der Rechteckspule. Die berechneten Kurven entsprechenden der $z$-Achse (1), der Innenseite des Neutronenleiters (2), einer Innenkante (3), sowie einem "Extremwert" (4). Zusätzlich ist die Abweichung des Wegintegrals entlang $z$ für mögliche $x/y$ Werte bezüglich einer Integration entlang der $z$-Achse als Kontur-Plot in 0.1% Schritten eingezeichnet.

Querschnitts des Leiters. Die in Abb. 4.16 zusätzlich angedeutete Kurve (4) entspricht bei dem derzeit verwendeten Neutronenleiter keiner möglichen Flugbahn, illustriert jedoch die Abhängigkeit des Magnetfelds vom Abstand zur $z$-Achse eindrucksvoll. Der Neutronenleiter beschränkt somit die Abweichungen von verschiedenen Kurven zueinander.

Entscheidend für den Wert der Flip-Wahrscheinlichkeit ist jedoch nicht der eigentliche Verlauf des Magnetfeldes, sondern das Integral $\int B_z(x,y)ds$, welches das Neutron entlang seiner Flugbahn verspürt [53]. Insbesonders die Abweichungen verschiedener Flugbahnen zueinander könnte die erreichbare Flip-Wahrscheinlichkeit des Spin-Flippers beeinflussen. Eine Berechnung des effektiven Magnetfeldes kann nur in einer (frequenzabhängigen) Analyse des Schwingkreises erfolgen. Um diesen Effekt jedoch abschätzen zu können, wurden die statischen Wegintegrale entlang $z$ für verschiedene Werte von $x/y$ numerisch berechnet und mit dem Wegintegral entlang der $z$-Achse verglichen. In Abb. 4.16 sind diese Abweichungen für im Inneren des Neutronenleiters möglichen Werte als Kontour-Plot in 0.1% Schritten eingezeichnet. Es zeigt sich, dass die Abweichungen weniger als 0.4% betragen und somit keinen maßgeblichen Einfluss auf die Flip-Wahrscheinlichkeit haben sollten.

### 4.3.4 Ansteuerung des Schwingkreises

Für die Ansteuerung des Schwingkreises wurde die bereits in [53] sowie in [27] verwendete "induktive Fusspunktkopplung" gewählt (siehe Abb. 4.17). Hierbei wird der Parallel-Schwingkreis nur über einen Teil der Spulenwindungen angeregt. Durch die Wahl der Kontaktpunkte entlang der Spulenwindungen kann die Impedanz für die Leistungseinkopplung angepasst werden. Für die Messungen wurde eine Anspeisung über vier Windungen gewählt, wobei ein Kontakt am Spulenende erfolgt. Neben der beabsichtigten Spannungsüberhöhung am Kondensator hat diese Ankoppelung jedoch auch einige Nebeneffekte, wie die folgende (vereinfachte) Diskussion des Schwingkreises zeigt.

### Diskussion des RLC Schwingkreis

Ausgehend von den drei Grundgleichungen

$$I = -\frac{\delta Q}{\delta t} = -C\frac{\delta U}{\delta t}; \qquad Q = CU; \qquad U = L\frac{\delta I}{\delta t} + RI \tag{4.3}$$

erhält man die Differentialgleichung für einen freien Resonanzkreis,

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dU}{dt} + \frac{1}{LC}U = 0 \tag{4.4}$$

welche mit Hilfe des Ansatzes $U = Ae^{-\alpha t}\cos\omega t$ gelöst werden kann und die Bedingungen für die Resonanzfrequenz $\omega_0$ liefert:

$$\alpha = \frac{R}{2L}; \qquad \omega_0^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \tag{4.5}$$

Für den Fall der schwachen Dämpfung ($R^2/4L^2 \ll 1/LC$) vereinfacht sich die Resonanzfrequenz zu $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Die Qualität oder Güte $\mathcal{Q}$ eines Schwingkreises ist weiters definiert als:

$$\mathcal{Q} = \frac{\omega}{2\alpha} = \frac{\omega L}{R} \tag{4.6}$$

Die verwendete Art der Anspeisung stellt einen besonderen Fall eines Resonanzkreises dar. Sie führt dazu, dass neben dem gewünschten Parallelschwingkreis auch noch ein Serienschwingkreis existiert, dessen Resonanzfrequenz nahe der Resonanz des Parallelschwingkreises liegt. Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.17 wiedergegeben. Die Admittanz $Y_{ges}$ und Impedanz $Z_{ges}$ des gesamten Schwingkreises ohne Innenwider-

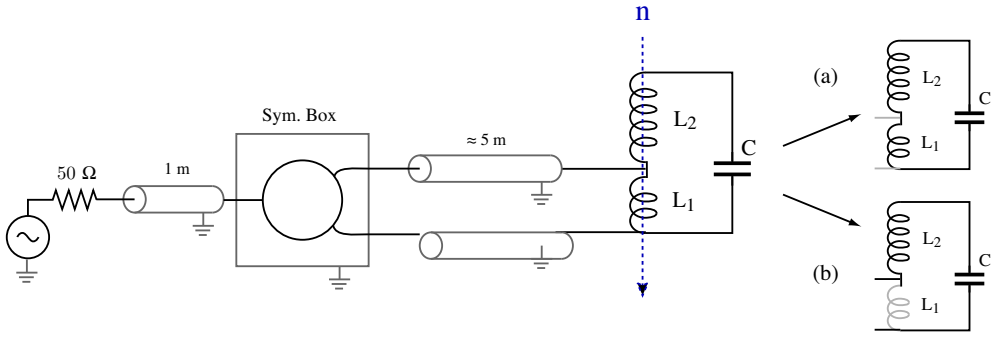



Abbildung 4.17: Ersatzschaltbild für den Resonanzkreis mit induktiver Fußpunktkupplung. Neben dem gewünschten Parallelschwingkreis (a) wirkt auch der Serienschwinkreis (b).

stand $R$ ergibt sich in einer ersten Näherung (ohne gegenseitige Induktionen) aus einer Serienschaltung von $L_1$ mit $C$, parallel zu der Spule $L_2$. Dadurch ergibt sich der Generatorstrom $I_G$ sowie die Ströme durch die einzelnen Spulen ($I_{L_1}$ und $I_{L_2}$) gemäß (4.8), wobei die Amplituden der Ströme durch die Beträge der komplexen Zahlen festgelegt werden,

und ihre Phasenbeziehung zueinander aus den Argumenten ablesbar ist.

$$
\begin{aligned}
Y_{ges} &= \frac{1}{\imath\omega L_2 + \left(\frac{-\imath}{\omega C}\right)} + \frac{-\imath}{L_1\omega} \\
Z_{ges} &= \frac{1}{Y_{ges}} = \imath\,\frac{L_1\omega + CL_1L_2\omega^3}{1 - C(L_1+L_2)\omega^2}
\end{aligned}
\tag{4.7}
$$

$$
\begin{aligned}
I_G &= \frac{U_{Gen}}{R + Z_{Ges}} = \frac{U_{Gen}}{R + \imath\,\frac{L_1\omega + CL_1L_2\omega^3}{1 - C(L_1+L_2)\omega^2}} \\
I_{L_1} &= \frac{U_{Gen}}{\imath\omega L_1}\left(1 - \frac{R}{R + Z_{Ges}}\right) \\
I_{L_2} &= I_{Gen} - I_{L_1}
\end{aligned}
\tag{4.8}
$$

Die Induktivitäten der einzelnen Teilspulen ergeben sich aus ihrer Windungszahl zu $L_1 = 1.6\ \mu$H und $L_2 = 3.9\ \mu$H. Der effektive Wert des Kondensators (inklusive der Streukapazitäten) wurde für die weiteren Rechnungen mit 8.3 pF angenommen, wodurch die Rechnung mit den an *VESTA*-II vermessenen Resonanzwerten gut übereinstimmt. Wie aus Abb. 4.18 deutlich ersichtlich, besitzt die Impedanz des gesamten Schwingkeises zwei getrennte Nullstellen. Diese entsprechen der Resonanz des Parallel-Schwingkreises bei 23 MHz sowie der Resonanz des Serien-Schwingkreises bei 27.4 MHz. Der Generatorstrom geht bei einer Parallel-Resonanz gegen Null, und erreicht bei einer Serien-Resonanz sein Maximum. Im Fall der Parallel-Resonanz treffen sich die Kurven für $I_{L_1}$ sowie für $I_{L_2}$, da nun der gesamte Strom durch beide Spulenteile gleichzeitig fließt. Die maximale Spannung am Kondensator wird nahe der Serien-Resonanz erreicht. Hier geht der Stom durch die zur Anspeisung verwendeten Windungen $L_1$ gegen Null, es wirkt nur noch der durch $L_2$ und $C$ definierte Serien-Schwingkreis. Diese Resonanz des Serien-Schwingkreises ist auch jene Frequenz, bei der das Stehwellenverhältnis SWR ein gemessenes Minimum von 1.3 erreicht.

Neben den Strömen durch die einzelnen Spulen ist auch ihre Phase zueinander von entscheidender Bedeutung, wie Abb. 4.19 zeigt. Bis zu der Serienresonanz (27.4 MHz) sind die Ströme durch beide Teilspulen in Phase. Bei Erreichen der Serienresonanz kommt es zu einem Phasensprung des Stroms durch die Anspeisungswindung $L_1$ von 180 Grad. Dies bedeutet, dass bei einer Frequenz über 27.4 MHz das in $L_1$ erzeugte Magnetfeld entgegen dem des durch $L_2$ erzeugten gerichtet ist. Auch die Phase des Generatorstroms weist eine Sprungstelle auf. In der Parallel-Resonanz, bei der der Betrag von $I_G$ gegen Null geht, wechselt die Phase von -90° auf +90° und verläuft danach analog zu der Phase von $L_2$.

Obwohl diese Analyse nur als Näherung betrachtet werden darf, dient sie doch zum Verständnis des gemessenen Resonanzverhalten des Flippers. Während sich für die Parallel-Resonanz (etwa 23 MHz) die im Abschnitt 5.2 präsentierten Flip-Wahrscheinlichkeiten ergaben, konnte in der Serien-Resonanz (erwartungsgemäß) keine Spininversion festgestellt werden. Eine vollständigere Analyse der Anlage ist erstrebenswert, geht aber aufgrund der großen Einflüsse von Streukapazitäten und Wirbelströmen über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

### Abschirmung des RF Kreises

Ein nicht zu unterschätzendes Problem stellt die effektive Abschirmung der Radiofrequenz der Anlage dar. Mit einer Leistung von über 75 Watt kann die Sendeanlage nicht nur die

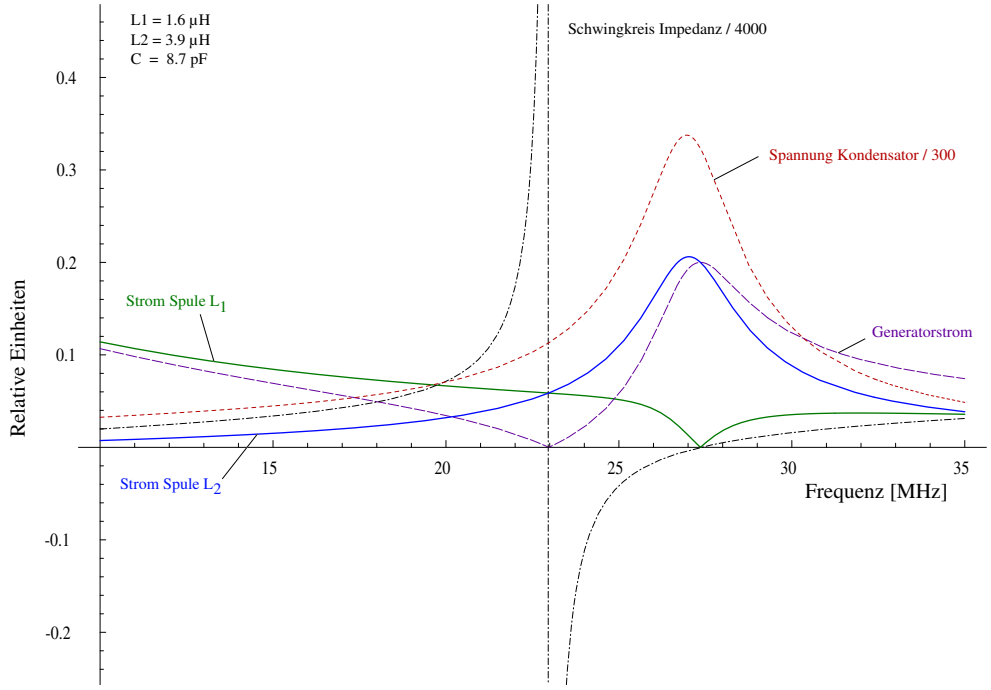



Abbildung 4.18: Verlauf der verschiedenen Stromamplituden im Schwingkreis als Funktion der Anregungsfrequenz gemäß Gleichung (4.8). Die ebenfalls eingezeichnete Spannung am Kondensator wurde mit 1/300, die Gesamtimpedanz mit 1/4000 skaliert. Die Diskussion der Kurven erfolgt im Text.

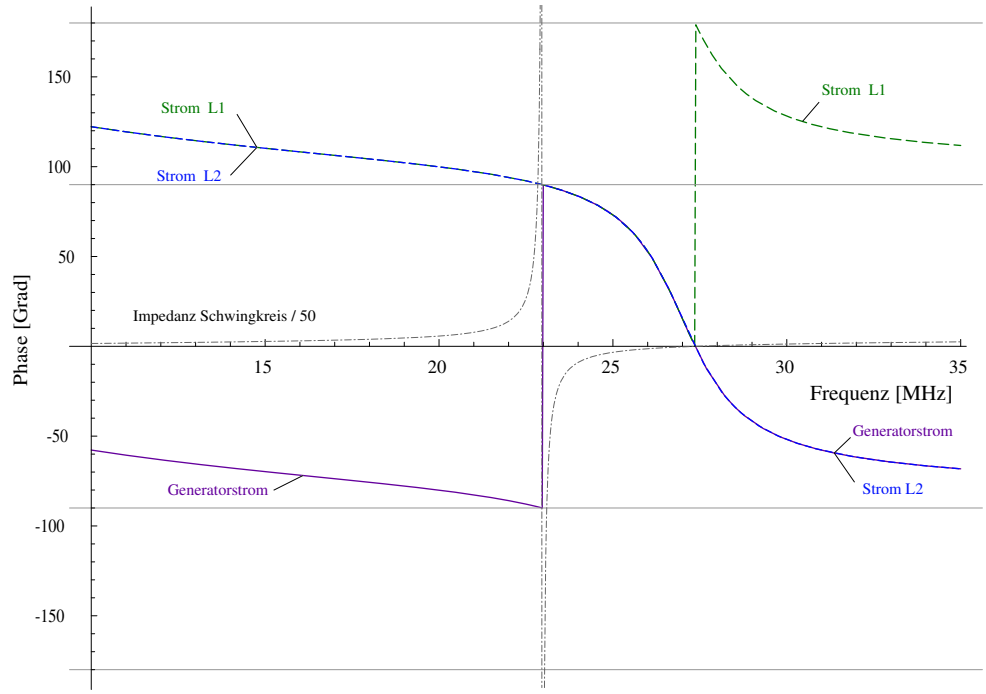



Abbildung 4.19: Relative Phase der einzelnen Ströme. Zusätzlich ist die Gesamtimpedanz des Schwingkreises (skaliert mit 1/50) eingezeichnet. Die Diskussion der Kurven erfolgt im Text.

*VESTA* eigene Elektronik, sondern auch umliegende Instrumente beeinflussen. So konnte während eines Tests (ISIS nicht in Betrieb) ohne ausreichende Abschirmung in der Nähe der IRIS Plattform Induktionsspannungen von 2 $V_{PP}$ in einem 30 cm langen Testkabel gemessen werden. Ähnlich Induktionsspannungen waren im gesamten IRIS/OSIRIS Bereich feststellbar. Besonders der emittierten Leistung ausgesetzt sind jedoch die Magnetpolkerne aus Weicheisen, die mit der Masse der Stromversorgung verbunden sind und sich nur wenige Zentimeter vom Resonanzkreis entfernt befinden. Mangelhafte Abschirmung führt hier zu einer Beeinflussung der Steuereinheit der Stromversorgung und damit zu einer Drift des Magnetfeldes $B_0$ um mehrere hundert Gauss. Weitere Effekte waren die Beeinflussung der Datenerfassungs-Elektronik (DAE) sowie Systemabstürze des Messcomputers. Aus diesem Grund wurde besondere Sorgfalt auf die Abschirmung der Anlage und die Wahl des Erdungspunktes gelegt.

Die Funktion des Faraday-Käfigs wird bei *VESTA* von dem Edelstahl-Vakuumgefäß übernommen. Dieses ist elektrisch vollständig isoliert gegenüber dem restlichen Aufbau (Grundgerüst, Magnet, Vakuumpumpe, etc.) gelagert und nur über die Kabelummantelung der RF-Leitungen mit der Symmetriebox und somit mit dem Ausgang des Signalverstärkers verbunden. Zusätzlich kommen die bereits beschriebenen Ummantelungen der Signalkabel zum Einsatz. Durch diese Maßnahmen konnten die Störfrequenzen soweit abgeschirmt werden, dass sie selbst im gepulsten Betrieb außerhalb der Vakuumbox nicht mehr nachweisbar waren und im elektromagnetischen Rauschen an ISIS untergingen.[5] Zusätzlich verbessert sich durch eine erfolgreiche Abschirmung das Stehwellenverhältnis, da die vom Signalverstärker emittierte Leistung nicht länger zurück reflektiert wird.

### 4.3.5 Pulsbetrieb des Resonanzkreises

Um als Mechanismus zum Befüllen und Entleeren des Neutronenspeichers zu dienen, ist es notwendig, den Spin Flipper in kurzen Pulsen zu betreiben, in denen die Flip-Wahrscheinlichkeit von (annähernd) Null auf Eins variiert. Die Flip-Wahrscheinlichkeit kann bei dem verwendeten RF-Flipper durch Verletzung der Frequenzbedingung (2.33) und/oder der Amplitudenbedingung (2.34) gesenkt werden. Wie in 2.4 behandelt, kann dies im Prinzip durch Verändern eines beliebigen Parameters in Gleichung (2.32) erfolgen. In der Praxis stehen die Parameter $B_0$, $B_f$ sowie $\omega$ zur Verfügung.

Neben der zuverlässigen Wiederherstellung der Resonanzbedingung ist vor allem die erreichbare Schaltzeit (On/Off) von Bedeutung. Da die Beeinflussung der Neutronenenergie zum Füllen und Leeren des Systems durch die selbe Spule in der Speichermitte stattfindet, müssen diese Schaltzeiten unter jener Zeit liegen, die die Neutronen brauchen, um nach der Reflexion an dem Siliziumkristall wieder in den Spin-Flipper einzutreten ($\leq$ 1.5 ms). Bei der gleichzeitigen Speicherung mehreren Neutronenpulse verkürzt sich diese Zeit auf die Spanne bis zum Eintreffen des nächstmöglichen Pulses. Je nach Zahl und Abstand der gespeicherten Pulse, kann dies im Bereich von einigen hundert $\mu$s liegen. Um die in Abschnitt 2.5 beschriebene Mehrfachpulsspeicherung zu ermöglichen, wird von dem verwendeten Pulssystem eine hohe Flexibilität verlangt. Im folgenden werden verschiedene realisierbare Möglichkeiten des Pulsens diskutiert. Bei hohen Anforderungen an die gewünschten Schaltzeiten können diese Schaltarten auch miteinander kombiniert werden.

[5] Insbesonders die Chopper sowie die CCR-Kühlaggregate von IRIS tragen zu einem relativ hohen Störungspegel nahe dem Messplatz bei.

### Unterdrückung des Signalgenerator Ausgangs

Der verwendete Signalgenerator SMY01 verfügt über einen TTL-Eingang (`BLANK`), welcher ein Austasten des Ausgangs-Pegels ermöglicht. Je nach (softwaremäßig) gewählter Polarität des Einganges[6] kann der Ausgang des Signalgenerators mit einem 5 V Signal entweder freigegeben oder unterdrückt werden. Die Schaltzeiten des Spinflippers sind somit durch die interne Schaltzeit des Generators (etwa 4 $\mu$s) sowie die Anschwing-/Abklingzeiten des zur Magnetfelderzeugung betriebenen Resonanzkreises gegeben. Ein wichtiger Vorteil dieser Methode ist, dass der RF Flipper nur während kurzer Zeiten ($< 500$ $\mu$s) betrieben wird, und es bei den daraus resultierenden kurzen Betriebszeiten (Verhältnis On/Off $\ll 1/40$) zu keiner nennenswerten Erwärmung des Kristalls oder des Neutronenleiters kommt. Eine ansonsten nötige (Wasser-) Kühlung des Resonanzkreises im Vakuum kann entfallen.

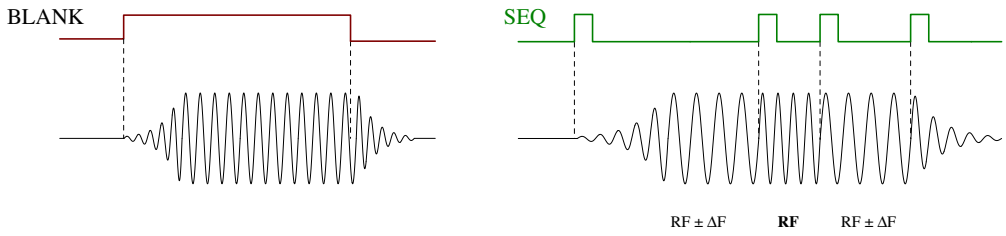



Abbildung 4.20: Der Signalgeneratorausgang bei Verwendung des BLANK Eingangs (links) sowie bei Verwendung des SEQ Eingangs (rechts).

### Veränderung der Generatorfrequenz

Eine ursprünglich im *VESTA* Steuerprogramm vorgesehene Möglichkeit des Pulsens ist die Veränderung der Anregungsfrequenz des Flippers mit Hilfe der speicherbaren Voreinstellungen des Signalgenerators. Diese Einstellungen können über die GBIP-Schnittstelle gewählt oder unter Verwendung des `SEQ` Eingangs aufgerufen werden. Durch eine Kontaktgabe am `SEQ` Eingang werden hierbei die in den Speicherregistern 01-99 definierten Voreinstellungen in aufsteigender Reihenfolge aufgerufen. Leere Register werden übersprungen, nach Erreichen der letzten gespeicherten Einstellung wird wieder die Voreinstellung mit der niedrigsten Registernummer aufgerufen.

Abbildung 4.20 zeigt eine mögliche Sequenzfolge, bei der zuerst der Resonanzkreis mit einer leicht unterschiedlichen Frequenz angeregt wird. Danach wird für die Dauer des gewünschten Pulses in die Resonanzfrequenz gesprungen. In der jetzigen Bauform des Signalgenerators sind die benötigten Zeiten für eine Kontaktgabe ($\geq 10$ ms) zum Wechseln zwischen den Registern jedoch deutlich länger als die Abklingzeiten bei Verwendung des `BLANK` Signals und eignen sich nicht zum Pulsen des Flippers. In Verbindung mit anderen Pulsarten kann dieser Sequenz-Modus jedoch zur erhöhten Betriebssicherheit der Anlage genützt werden.

[6] Idealerweise wird die Polarität des `BLANK` Eingangs so gewählt, dass der Generatorausgang nur dann freigegeben wird, wenn ein +5 V Signal (TTL High) anliegt. Dadurch wird ein irrtümliches Betreiben des Spin-Flippers verhindert.

### Veränderung des statischen Magnetfeldes

Eine weiter Möglichkeit ist die Veränderung des für die Zeemann-Aufspaltung verantwortlichen Magnetfeldes $B_0$ und somit eine Verletzung der Resonanzbedingung bei gleichbleibender Frequenz. Aus praktischen Gründen empfiehlt es sich hierbei, das Feld $B_0$ unverändert zu lassen und durch eine zusätzliche Spule ein Magnetfeld $B_{DC}$ von einigen Gauss zu erzeugen. Dies könnte zum Beispiel durch die im verwendeten NMR Magneten B-E 25 bereits vorhandenen Zusatzerregerspulen erfolgen. Durch Abschalten der Zusatzspule wird der Resonanzfall wieder hergestellt. Mit dieser Methode lassen sich beliebige Schaltfolgen realisieren, die vom Anschwingverhalten des Resonanzkreises unabhängig sind. Bei einem möglichen Einsatz von *VESTA* an kontinuierlichen Neutronenquellen erscheinen die daraus resultierenden Möglichkeiten besonders interessant. Allerdings ist zu beachten, dass sich die zur Stabilisierung des Magnetfeldes verwendete Hallsonde derzeit im nun veränderlichen Magnetfeld $B_0 + B_{DC}$ befindet und ein längerer Betrieb des Spin-Flippers die Notwendigkeit einer Kühlung mit sich bringen kann.

### Die verwendete Arten des Pulsens

Bei *VESTA*-II wird derzeit das Austasten des Signalgeneratorpegels mittels seines `BLANK` Eingangs verwendet. Generiert wird das hierfür nötige 5 V Signal durch die von *VESTA*-I übernommene Steuerelektronik SCE (siehe Abschnitt 3.3, sowie [37]-Abschnitt 5.5). Durch die Ähnlichkeit der Experimente konnte die Hardware weitgehend unverändert übernommen und durch ein adaptiertes Steuerprogramm VCP 2.1 für das neue System eingesetzt werden. In Analogie zu den gepulsten Elektromagneten, werden die Signale `MS1` und `MS2` nun zur Generierung des `BLANK` Signals verwendet[7]. Hierzu war es jedoch notwendig, die differenziellen `MS` Signale auf TTL zu konvertieren. Dies geschieht durch die in Abb. 4.21 skizzierte Konverterbox.

### "Toggle-" und "Puls-" Modus

Die von E. Jericha entwickelte Konverterbox ermöglicht, das `BLANK` Signal auf zwei verschiedene Arten ("Toggle/Puls") zu erzeugen: Im "*Toggle Mode*" wird das `BLANK` Signal von einem beliebigen `MS` Signal (`MS1` oder `MS2`) aktiviert und von dem darauf folgenden `MS` Signal deaktiviert. Die Dauer des Signals ist somit durch die Zeitspanne zwischen zwei aufeinander folgenden `MS` Signalen definiert. Im "*Pulse Mode*" wird das `BLANK` Signal ebenfalls durch ein beliebiges `MS` Signal aktiviert, jedoch deaktiviert sich das Signal nach einer gewissen Zeitspanne selbst. Die Dauer des Signals wird hierbei mittels eines Potentiometers im Inneren der Konverterbox eingestellt. Jeder dieser Moden bietet Vorteile: Kann bei der ersten Methode die Dauer jedes einzelnen Spin-Flipper Pulses frei gewählt werden, kommt man bei der zweiten Methode mit der Hälfte der zu sendenden Signale aus. Beides ist von Bedeutung, wenn man mehrere Pulse gleichzeitig speichern will. In Abschnitt 5.2.6 werden beide Moden demonstriert und ihre Verwendung diskutiert. Eine weiterführende Beschreibung der Konverterbox, insbesonders Anmerkungen zum Einstellen der verschiedenen Moden findet sich in [82].

[7] Die Signale `CHARGE` und `CCS Signal` entfallen, die Signale `FRAME START`, `FRAME STOP` sowie `DAS` bleiben in ihrer ursprünglichen Bedeutung erhalten.

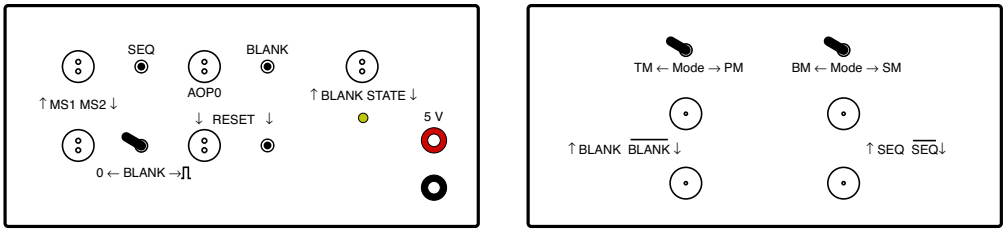



Abbildung 4.21: Vorder- und Rückansicht der Signalkonverterbox. Die Umschaltung zwischen den Moden erfolgt durch die Schalter (PM/TM). Neben dem BLANK Signal steht auch ein invertiertes Signal $\overline{\text{BLANK}}$ zur Verfügung.

### 4.3.6 Installation der RF-Anlage an ISIS

Aufgrund der hohen Leistung der RF Anlage war es notwendig, den Betrieb des Spin-Flippers mittels eines Interlock-Systems zu verhindern, sobald sich jemand innerhalb des Experimentierbereichs aufhalten kann[8]. Durch Öffnen der Eingangstür des Experimentierbereichs wird die Stromversorgung (AC, 240V) des Signalverstärkers unterbrochen. Erst nach Schließen dieser Türe kann die Stomversorgung durch Drücken der RESET-Taste innerhalb der *VESTA* Kabine wieder freigegeben werden. Um den Signalgenerator (für Wartungsarbeiten etc.) vom Interlock zu trennen, muss ein Schlüssel aus dem ISIS Main Control Room (MCR) entnommen werden, der es ermöglicht, die Metallklammer, welche das geschützte Stromkabel am Verstärker fixiert, zu lösen.

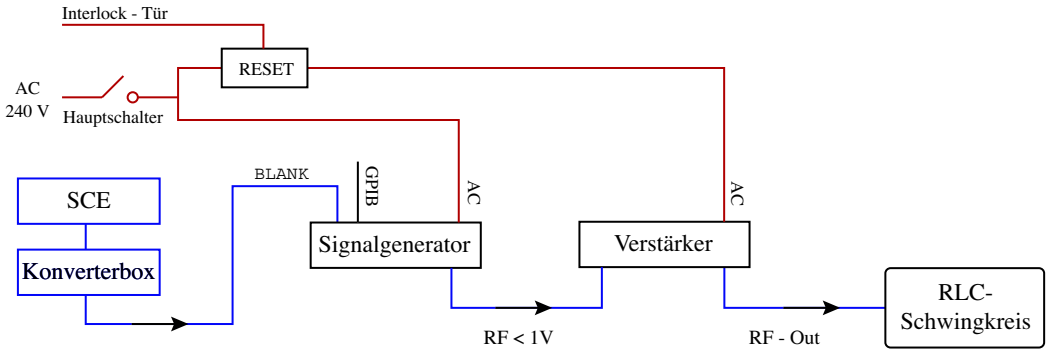



Abbildung 4.22: ISIS - Interlock-System für die betriebene RF-Anlage.

[8]Diese im Standard-Betrieb sinnvolle Einschätzung erschwerte jedoch die Optimierung des Resonanzkreises in der Testphase erheblich.

## 4.4 Das Vakuumgefäß

Streuung und Absorption von Neutronen an Gasmolekülen der Luft bedingen, dass Experimente mit langen Flugstrecken - wie der Neutronenspeicher eines darstellt - in Vakuum betrieben werden müssen. Durch die im folgenden Abschnitt beschriebenen Anforderungen stellte die Konstruktion des Vakuumgefäßes eine besondere Herausforderung dar, sowohl in der Form als auch in der Wahl des Materials. Mein Dank gilt hier Herrn *Andreas Lichtblau* von der Firma *Lindeberg Ges.mbH* (Forschungszentrum Seibersdorf) für die rasche Anfertigung der Box, sowie an Herrn *Prof. Josef Zeman* vom Institut für Apparate- und Anlagenbau der TU Wien, der meine Konstruktionspläne auf ihre Umsetzbarkeit überprüfte.

### 4.4.1 Anforderungen

Für die Form des Gefäßes ergeben sich durch die neutronen-optischen Komponenten und die Kenndaten des verwendeten Magneten enge Randbedingungen. Die minimalen Innenmaße des Vakuumgefäßes werden durch den Siliziumkristall und den Neutronenleiter sowie die nötigen Justiereinrichtungen vorgegeben. Die maximalen äußeren Maße werden durch das Magnetjoch (beim Einsetzen des Vakuumgefäßes) und, im Bereich des homogen Feldes, durch den maximal verwendbaren Polschuh-Abstand für die Erreichung des gewünschten Magnetfeldes von $1\pm0.1$ T bestimmt (siehe Abb. 4.6). Im Bereich der Polkerne wurde zudem Flexibilität in Form und Material angestrebt, um eine Adaption der Anlage (etwa zum Bau eines Gradientenflippers) zu ermöglichen. Generell sollte die gesamte Anlage wartungsfreundlich und erweiterbar gestaltet werden. Umbauarbeiten an einzelnen Teilen sollten mit möglichst geringer Beeinflussung der bereits getätigten Gesamtjustierung durchgeführt werden könne. Da der Zugang zum Experimentierbereich stark eingeschränkt ist, sollten einzelne Komponenten auch rasch entfernt werden können, um ihren Umbau außerhalb des Strahlenschutzbereiches zu ermöglichen. Verwendete Materialien dürfen das homogene Magnetfeld nicht zu stark beeinflussen, gleichzeitig muss eine wirksame Abschirmung der RF Spule gewährleistet sein. Die Kosten der Prototypenfertigung müssen im Rahmen der budgetären Mittel liegen.

Die Verlustrate von Neutronen in Luft wird in [64] mit $1.25 \cdot 10^{-4}\mathrm{m}^{-1}\mathrm{mbar}^{-1}$ angeführt.[9] Bei den derzeit an *VESTA* erreichbaren Speicherzeiten ist ein Vakuum von $10^{-3}$ mbar bereits ausreichend, um die Streuung der Neutronen während des Speichervorgangs weitgehend zu unterdrücken. Höhere Anforderungen an das Vakuum stellt der Betrieb eines Resonanzkreises mit hohen Spannungen. Mit sinkendem Druck steigt die freie Weglänge der Ladungsträger in Luft, wodurch die Durchschlagsspannung um etwa eine Größenordnung sinkt, bevor sie auf Grund der reduzierten Ladungsträgerkonzentration wieder ansteigt. Die Durchschlagspannung stellt somit eine (annähernd parabolische) Funktion des Druckes und des Abstandes zwischen den Polen dar, die bei etwa $10^{-2}$ bis $10^{-3}$ mbar ihr Minimum (etwa 300 V/cm für Gleichstrom) erreicht. Der genaue Verlauf dieser als *Paschen's Law* bekannten Funktion hängt jedoch stark von Geometrie, Oberfächenbeschaffenheit, Material, Gaszusammensetzung, Luftfeuchtigkeit, Verunreinigungen, Frequenz und dergleichen ab und kann meist nur experimentell bestimmt werden. Die hohen Spannungen (kV), die im Resonanzkreis auftreten können, bedingen somit ein

[9] Durch die in [92] angegebenen Wirkungsquerschnitte für Neutronen mit den einzelnen Bestandteilen der Luft lässt sich auch die Änderung der Zusammensetzung des Restgases während des Pumpvorganges berücksichtigen.

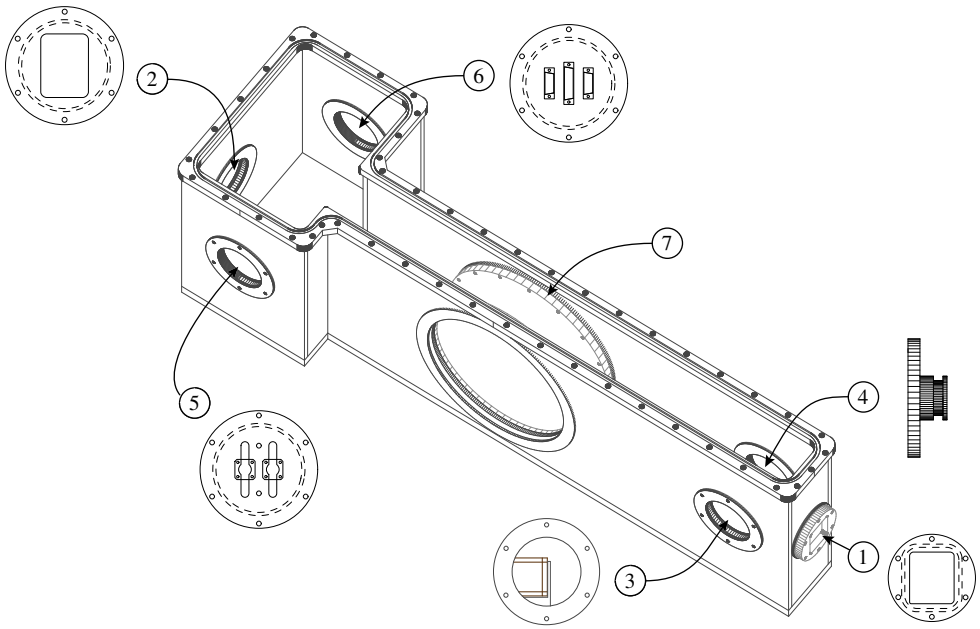



Abbildung 4.23: Das Vakuumgefäß und seine Anschlüsse: Beam-IN (1), Beam-OUT (2), Sichtfenster (3), Anschluss für Vakuumpumpe (4), RF-Flansch (5), Elektrische Anschlüsse (6), Magnetfeldfenster (7).

(experimentell bestimmtes) Vakuum von $\geq 10^1$ oder $\leq 10^{-5}$ mbar sowie eine zusätzliche Isolation des Resoanzkreises vom Vakuumgefäß.

### 4.4.2 Realisierung

Realisiert wurde das Vakuumgefäß, welches gleichzeitig die Funktion des Faraday-Käfigs übernimmt, aus einseitig verschweißten Edelstahlplatten (DIN 1.4301), die zu dem in Abb. 4.23 dargestellten Gefäß zusammengefügt wurden.[10] Die spezielle Form des Vakuumgefäßes ermöglicht hierbei, dass sämtliche Aufbauten im Inneren der Edelstahlhülle nach Abnahme eines großen Hauptdeckels leicht zugänglich sind. Diese in Abschnitt 4.5 näher beschriebenen Innenaufbauten können außerhalb des Vakuumgefäßes entwickelt und auf zwei Lochrasterplatten montiert werden, um anschließend in das Vakuumgefäß eingefügt zu werden. Dieser Einbau wird etwas durch den oberen Teil des Magnetjochs behindert.

Die Breite des vorderen, schmäleren Teils von 146 mm (158 mm am oberen Ring) ermöglicht es, das Vakuumgefäß bei eingefahrenen Polschuhen in das Magnetjoch einzuführen. Die innere Breite des hinteren Teils von 360 mm bietet Platz für die Justierungsmotoren der Neutronenleiteraufhängung. Die Höhe von insgesamt 418 mm wird durch den Durchmesser der Magnetpolschuhe sowie die notwendigen Materialstärken vorgegeben. Die aus den Dimensionen (vergleiche Abb. 4.24) berechnete Masse des Gefäßes beträgt 171 kg, das Innenvolumen ergibt sich zu 82 Liter. Um die nötige Stabilität (auch für die später diskutierte Option der Vibrationsdämpfung) zu gewährleisten, wurde die durchgehende Bodenplatte in einer Dicke von 20 mm gewählt. Die Seitenwände haben bei einer Höhe von 380 mm eine Stärke von 10 mm. Der ober Rand ist mit einem 18×27 mm

[10] Eine angedachte Fertigung als Aluminiumguss konnte aufgrund der benötigten Gussschrägen nicht realisiert werden.

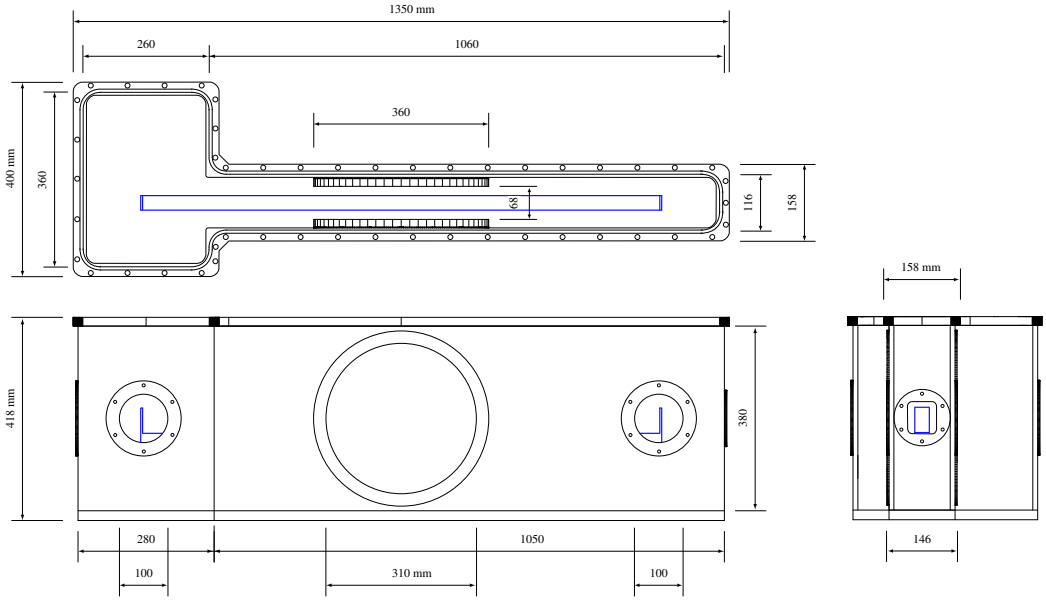



Abbildung 4.24: Die Dimensionen des Vakuumgefäßes mit eingezeichneter Position des Speicherkristalls (Blau). Einheiten in [mm].

starken Edelstahlring verstärkt, der auch die Nut für den etwa 3 m langen Dichtungsring sowie die Gewinde der Befestigungsschrauben des Hauptdeckels aufnimmt. Diese Konstruktion gewährleistet, dass sich die Seitenteile auch bei dem rechteckigen Querschnitt des Gefäßes aufgrund des Luftdrucks (etwa 1 kg/cm$^2$) nur minimal durchbiegen.[11] Um die

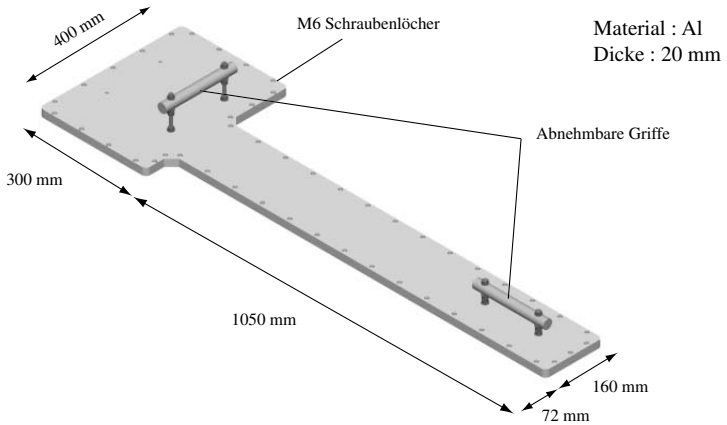



Abbildung 4.25: Der obere Hauptdeckel des Vakuumgefäßes mit abnehmbaren Griffen.

benötigte Dichtheit des Hauptdeckels zu gewährleisten und ein nachträgliches Verformen beim Schweißen auszuschließen, wurde der obere Ring erst nach Abschluss aller Schweißarbeiten planar gefräst und die Dichtungsnut in einem Schritt angefertigt. Der Hauptdeckel wurde aus 20 mm dickem Aluminium gefertigt und ist mit dem Vakuumgefäß über 49

[11] In einer ersten Näherung entspricht die Durchbiegung der Seitenwände der eines mit einer Flächenlast belasteten, beidseitig eingespannten Balkens und kann analog der Durchbiegung des Einkristalls aus Abschnitt 4.5.2 behandelt werden.

M6 Imbus-Schrauben verbunden. Mit den in Abb. 4.25 angegebenen Dimensionen und einer Dichte von 2.7 g/cm$^3$ ergibt sich seine Masse zu 15.5 kg. Mit etwas Übung kann der Deckel unter Verwendung der beiden abnehmbaren Griffe von einer Person entfernt werden. Da sich die Nut für den Dichtungsring im oberen Ring des Vakuumgefäßes befindet, ist der Deckel auf seiner Unterseite plan gefräst. Beim Abnehmen und bei der Lagerung des Deckels ist somit besonders darauf zu achten, dass die Unterseite nicht beschädigt wird.

Neben dem Hauptdeckel an seiner Oberseite besitzt das Vakuumgefäß an seinen Seitenwänden zwei Fenster für Neutronentransmission, zwei Magnetfeldfenster, einen Blindflansch, einen Adapterflansch zum Anschluss der Vakuumpumpe sowie zwei Durchführungen elektrischer Leitungen. Die Position der Seitenfenster ist dabei so gewählt, dass eine optische Kontrolle der Speicherkristall-Platten (in Abb. 4.24 blau eingezeichnet) nach Abnahme eines einzelnen Flansches ermöglicht wird.

### Die Aluminium-Fenster

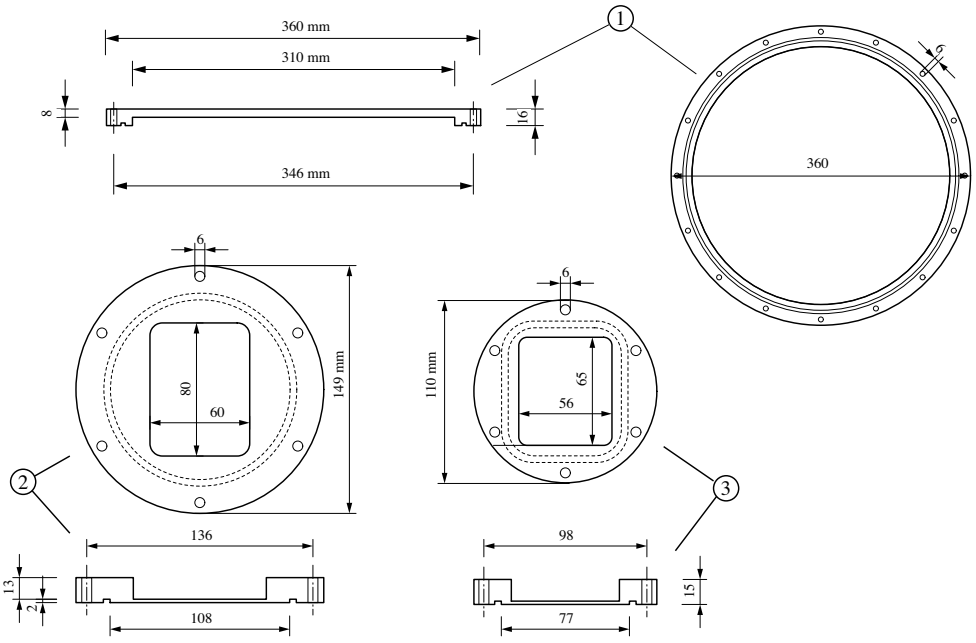



Abbildung 4.26: Die Aluminiumfenster des Vakuumgefäßes: Ein Magnetfeldfenster (1), sowie das Austrittsfenster (2) und Eintrittsfenster (3) des Neutronenstrahls

Die in Abb. 4.26-1 dargestellten Magnetfeldfenster aus Aluminium dienen zum Dichten des Vakuumgefäßes im Bereich des homogenen Magnetfeldes $B_0$. Sie haben einen äußeren Durchmesser von 360 mm und werden von innen mit 16 M6 Schrauben am Vakuumgefäß befestigt, das an dieser Stelle mit einem 22 mm hohen und 25 mm breiten Edelstahlring verstärkt ist. Im Bereich der Dichtungsnut und der Schraubenlöcher besitzen die Magnetfeldfenster eine Dicke von 16 mm. Im Bereich der Polschuhe beträgt die Dicke 8 mm, wodurch sich der minimale Polschuh-Abstand zu 84 mm ergibt, und somit innerhalb der "1-Tesla-Bedingung" (Abb. 4.6) liegt.[12] Gleichzeitig ergibt sich dadurch der innere Ab-

[12] Bei Anbringen der Hallsonde erhöht sich der minimale Polschuh-Abstand auf etwa 90 mm.

stand zwischen den Magnetfeldfenstern zu 68 mm. Die Magnetfeldfenster erlauben einen Zugang zu den Stirnflächen der Magnetpolschuhe, ohne das Vakuumgefäß zu entfernen. Dies ermöglicht sowohl den Polschuh-Abstand zu kontrollieren, als auch die für die Steuerung des Magneten notwendige Hallsonde anzubringen. Weiters wird die Option eröffnet, speziell geformte Zusatz-Polschuhe oder Zusatzspulen anzubringen um das homogene Magnetfeld zu beeinflussen. Bei Bedarf kann sowohl die Dicke als auch das Material der verwendeten Fenster verändert werden.

Um Neutronen den Durchtritt zu ermöglichen, besitzt das Vakuumgefäß an beiden Enden spezielle Aluminiumfenster (Abb. 4.26-2,3). Sie bestehen aus je einem 15 mm Al-Flansch, in dessen Mitte ein entsprechender rechteckiger Bereich auf 2 mm Dicke reduziert wurde. Die Dimensionen des Eintrittsfensters betragen 56×65 mm, die des Austrittsfensters 60×80 mm. Zusätzlich existiert ein freier Flansch (Abb. 4.23-3), der als Sichtfenster oder für weitere Anschlüsse genutzt werden kann. Eine Möglichkeit wäre das Anbringen eines Ventils zum Befüllen der Anlage mit verdünnten Gasen für Streuungsmessungen.

#### Elektrische Durchführungen des Vakuumgefäßes

Die elektrische Durchführung für die RF-Speisung des Resonanzkreises sowie eine Durchführung für Signal- und Niederstrom-Leitungen wurden in zwei getrennten Flanschen im Eigenbau realisiert.

Basis dieser Durchführungen sind Aluminium Blindflansche (Ø 148 mm), die auf beiden Seiten mit den nötigen Gewindelöchern (M3) zum Befestigen der verschiedenen Buchsen ausgestattet wurden. Im Falle des RF-Flansches (siehe Abb. 4.27-Links) wurden nun zwei 16 mm Ø Bohrungen angefertigt, die zur Aufnahme von je zwei handelsüblichen N-Typ Buchsen (female) dienen. Die Dicke des Flansches wurde mit 20 mm dabei so gewählt, dass sich die Pins gegenüberliegender Buchsen gerade nicht berühren. Auf der Außenseite wurden die Bohrungen auf einer Tiefe von 14 mm zu länglichen, 10 mm breiten Wannen erweitert. Nach der Befestigung der Buchsen wurden ihre Pins miteinander verlötet und die Wanne mit erwärmtem Zweikomponenten-Kunstharz ausgegossen. Somit entstand eine kostengünstige Durchführung für zwei getrennte RF-Leitungen, deren Vakuumtauglichkeit bis $10^{-6}$ mbar getestet wurde. Zusätzlich wurde der RF-Flansch an seiner Außenseite mit zwei Sacklochgewinden (M6) für diverse Befestigungen versehen. Die Signal-Durchführung wurde in analoger Weise hergestellt. Der Flansch (16 mm) besitzt auf jeder Seite 2 Sub-D 15 Buchsen sowie eine Sub-D 25 Buchse. Somit entstanden zwei 15-polige Durchführungen, die für die Anschlüsse der Linerarmotoren der Neutronenleiterjustierung verwendet werden, sowie eine 25-polige Durchführung, die frei belegt werden kann und für die Signale der Endschalter etc. verwendet wird.

Diese Art des Eigenbaus hat neben den geringen Materialkosten auch den Vorteil, dass beliebige Durchführungen aus handelsüblichen (nicht Vakuum-tauglichen) Komponenten realisiert werden können. So wurde auch ein RF-Flansch angefertigt, dessen äußerer Ring aus Kunststoff bestand, wodurch eine elektrische Isolierung des Vakuumgefäßes gegenüber der Masse der Signalleitungen ermöglicht wurde. Diese Isolierung bringt jedoch keine Vorteile bei der EM-Abschirmung des Resonanzkreises.

### 4.4.3 Vakuum Pumpsystem

Um die neuen Anforderungen an das Vakuum zu erfüllen, musste der bisher verwendete Pumpstand modifiziert werden. Als Vorpumpe kommt nun eine Drehschieber-Vakuumpumpe der Marke *Leybold Trivac* zum Einsatz. Um die Schlauchverbindungen möglichst

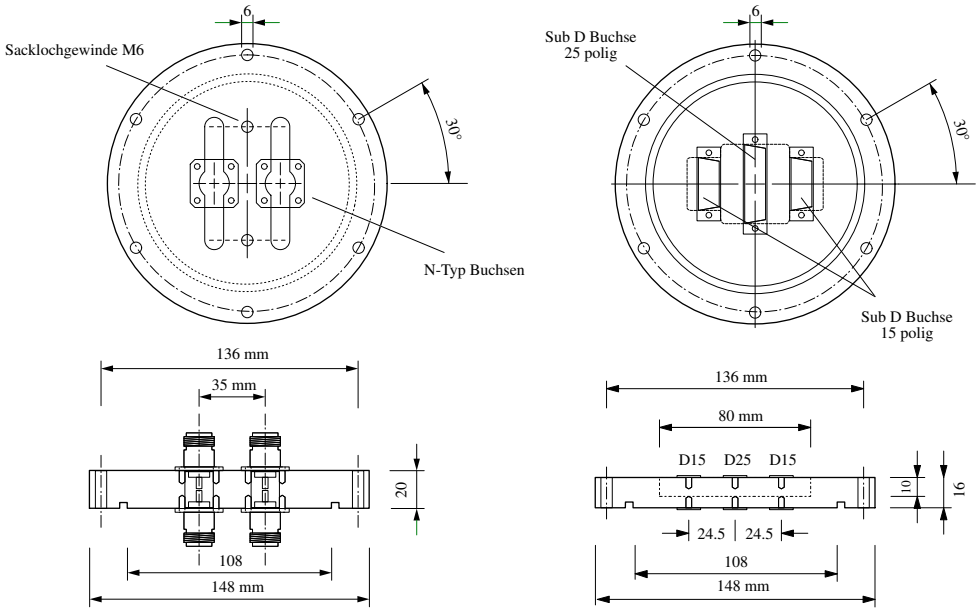



Abbildung 4.27: Elektrische Vakuumdurchführungen. Links: Der Hochfrequenz-Flansch mit zwei N-Typ Buchsen. Rechts: Der Signal-Flansch mit zwei Sub-D 15 Buchsen sowie einer Sub-D 25 Buchse.

kurz zu halten und somit das effektive Saugvermögen der Pumpen zu steigern, wurde die im Pumpstand montierte *Alcatel* Turbomolekularpumpe durch eine kleinere *Pfeifer Bolzeus* Turbomolekularpumpe ersetzt, die direkt am Vakuumgefäß befestigt werden konnte. In Kombination mit dem neuen Vakuumgefäß konnte der Druck dadurch von $10^{-3}$ mbar auf $10^{-6}$ mbar gesenkt werden.

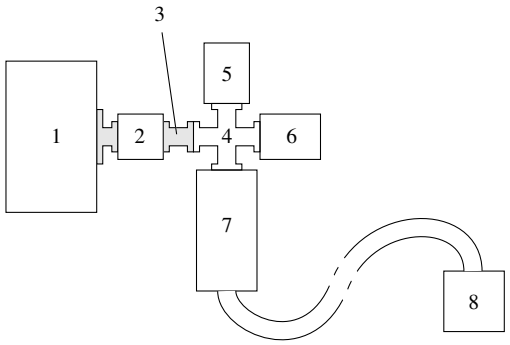



Abbildung 4.28: Modifiziertes VESTA Pumpsystem : (1) Vakuumgefäß, (2) mechanisches Ventil, (3) Isolationsstück aus Kunststoff, (4) Kreuzstück, (5) Pirani-Meßröhre, (6) Penning-Meßröhre, (7) Turbomolekularpumpe, (8) Vorpumpe.

Als Meßsonden kommen weiterhin die Penning- sowie die Pirani-Meßsonde des Alcatel-Pumpstandes zum Einsatz. Diese Meßsonden sowie die Turbo-Pumpe sind über eine Kunststoffverbindung mit dem mechanischen Ventil (Abb. 4.28) verbunden, wodurch das Vakuumgefäß gegenüber der Masse des Pumpstandes elektrisch isoliert bleibt.

| Kenndaten des Vakuumgefäßes | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Edelstahl | Außenmaße | 418×1350×400 (158) mm |
| Masse | ca. 171 kg | Innenmaße | 380×1310×360 (116) mm |
| Oberer Ring | 18×27 mm | Oberer Deckel | 20 mm Al , 15.5 kg |
| Seitenwände | 10 mm | Magnetfenster | Ø 360 mm (310 mm) |
| Bodenplatte | 20 mm | Seitenfenster | Ø 149 mm (100 mm) |
| Pumpsystem | Turbomolekular- + Rotationspumpe | Meßsonden | Penning Pirani |
| Volumen | 82 Liter | Druck | $\geq 10^{-6}$ mbar |

| Edelstahl nach DIN 14301 | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Dichte | 8 g/cm$^3$ | Cr 18-20% | Fe 66-74% | Ni 8-10.5 % |
| Mag. Permeabilität | 1.008 | Mn≤2% | C≤0.008% | P≤0.045% |
| Elastizitätsmodul | 193-200 GPa | S≤0.03% | Si≤1% | |

## 4.5 Innerer Aufbau

Die Aufgabe der Innenaufbauten ist die Lagerung des Speicherkristalls sowie die Ausrichtung des Neutronenleiters bezüglich des Kristalls. Der Speicherkristall wird hierbei über ein Kristallbett fix mit dem Vakuumgefäß verbunden. Seine Ausrichtung bezüglich des Neutronenstrahls erfolgt gemeinsam mit der des Vakuumgefäßes durch die im Abschnitt 4.6 beschriebene Justiereinrichtung. Während bei den früheren Experimenten eine innere Edelstahl-Struktur das Vakuumgefäß stabilisierte und somit den vorhandenen Platz stark einschränkte, erlaubt die selbsttragende Konstruktion des neuen Gefäßes eine flexible Gestaltung des inneren Experimentaufbaus. Durch den großen Hauptdeckel kann der gesamte innere Aufbau entfernt und wieder installiert werden, wodurch seine Modifizierung auch außerhalb des Experimentierbereichs durchgeführt werden kann. Dies ist insbesonders durch den zeitlich stark beschränkten Zugang zum Experiment von Bedeutung. Bei den für die Aufbauten verwendeten Materialien ist wiederum auf möglichst geringe Beeinflussung des homogenen statischen Magnetfelds sowie des RF-Wechselfeldes zu achten.

### 4.5.1 Die Auflageplatten

Der Innenboden des Vakuumgefäß wurden mit zehn M6 Sacklochgewinde versehen (siehe Anhang C). Je vier dienen zur Befestigung zweier Lochrasterplatten, zwei weitere im Mittelteil des Gefäßes sind zur freien Verfügung. Auf diesen beiden Auflageplatten erfolgt nun der gesamte Innenaufbau. Diese in Abb. 4.30 dargestellten Platten wurden aus 10 mm Aluminiumplatten hergestellt und mit einem M4 Gewinde-Lochraster (34×34 mm[13]) versehen. Zusätzlich zu den 6 mm Löchern zur Befestigung am Innenboden besitzen sie je zwei M8 Gewinde zur Befestigung der weiter unten beschriebenen Kristallbetthalterung. Um die Arbeiten außerhalb des Gefäßes zu ermöglichen, können die Platten mittels einer Hilfsstange auf ihren Abstand fixiert werden.

[13]Dieses Maß entspricht einem Standardmaß bei den im weiteren verwendeten PI (*Physik Instrumente*) Komponenten

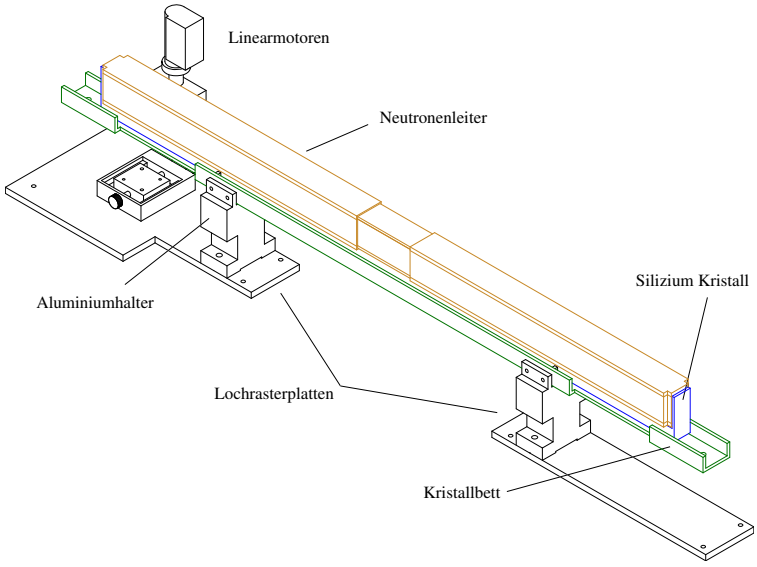



Abbildung 4.29: Die Basis des inneren Aufbaus. Über zwei Linearmotoren und geeignete Halterungen kann der Neutronenleiter bezüglich des vom Kristallbett unterstützten Speicherkristalls justiert werden.

### 4.5.2 Das Kristallbett

Aufgabe des Kristallbettes ist die Lagerung des Si-Speicherkristall während des Experiments, sowie sein Schutz während des Einbaus und des Transports.[14] Es besteht aus verlöteten 5 mm Messingplatten[15], welche die in Abb. 4.31 dargestellte U-förmige Wanne bilden. An beiden Enden ist eine 150 mm lange Sektion auf eine Breite von 30 mm (= Kristallbreite) reduziert, um die Halterungen der Neutronenleiterjustierung angreifen zu lassen. Da in diesem Bereich die stabilisierenden Seitenteile fehlen, wurde die untere Platte mit je einer 5×5×200 mm Messing-Leiste verstärkt. Über zwei Aluminiumhalter (siehe auch Abb. 4.29) kann das Kristallbett mit den Lochrasterplatten verbunden und auf Strahlhöhe gebracht werden. Kunststoffschrauben ermöglichen eine Justierung und Fixierung. Das Kristallbett besitzt an seinen Enden zwei M8 Gewinde zur Aufnahme von Al-Schutzplatten, die montiert werden können, um die Silizium Spiegelplatten während des Transports sowie während des Ein-/Ausbaus des Neutronenleiters zu schützen. Die Lagerung des Speicherkristalls erfolgt über zwei 5 mm breite Hartgummi-Auflagen, deren korrekte Positionen im folgenden Abschnitt berechnet werden.

#### Die Position der Auflagepunkte des Speicherkristalls

Um die Durchbiegung des Einkristalls infolge seines Eigengewichts zu korrigieren, werden seine Auflagepunkt so gewählt, dass sich die Ableitung der Biegeline (der Biegewinkel) am Ort der Kristallplatten zu Null ergibt. Die Berechnung folgt im wesentlichen der aus [35], kommt jedoch auf ein unterschiedliches Ergebnis. Wie in Abb. 4.32 skizziert, können bei der Berechnung der Biegelinie die auf den Speicherkristall wirkenden Kräfte in einzelne

[14] Der Kristall sollte prinzipiell nur in dem Kristallbett transportiert werden. Bei Trennung von Kristall und Kristallbett ist auf die korrekte Positionierung der Auflageflächen zu achten.

[15] Es ist zu überlegen, ob das Material des Kristallbetts auf Kunststoff oder Kohlefaser geändert werden sollte.

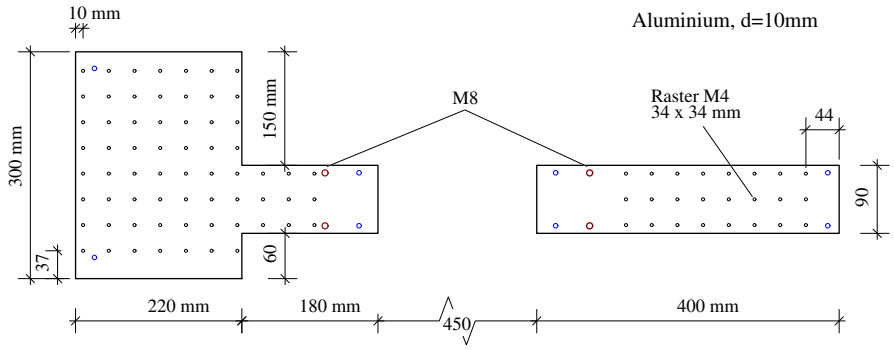



Abbildung 4.30: Die Dimensionen der inneren Auflageplatten, welche mit einem 34×34 mm M4 Lochraster versehen wurden. Die M8 Schrauben dienen zum Befestigen der Kristallbetthalterung, die blau gezeichneten 6 mm Löcher zur Befestigung am Boden des Vakuumgefäßes.

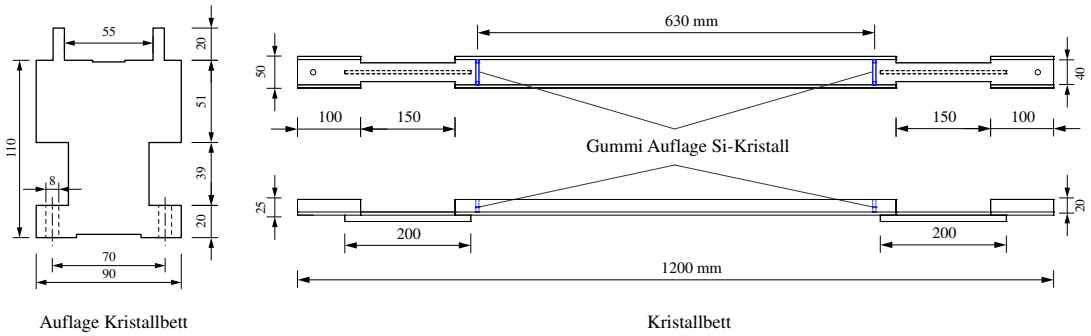



Abbildung 4.31: Aufsicht und Seitenansicht des Messing-Kristallbetts zur Aufnahme des Speicherkristalls sowie Seitenansicht der Aluminiumhalterungen. Die Position der Auflagepunkte (Gummi) des Kristalls wurden mithilfe der Biegelinie berechnet.

Komponenten zerlegt werden [93, 94]. Im folgenden sei $\varrho$ die Dichte des Siliziums und $q$ die durch das Eigengewicht verursachte Flächenkraft, wobei gilt $q = \varrho\, b_B\, h_B\, g = 13.732$ N/m. In dieser Gleichung entsprechen $b_B$ und $h_B$ der Breite und Höhe der Kristallbasis, $g$ der Erdbeschleunigung. Weiters sei $F_s$ die durch die Endplatten wirkende Kraft (0.139 N) auf die Randteile. Mit dem Flächenträgheitsmoment eines rechteckigen Balkens $I_y = b_B h_B^3/12$ und dem Elastizitätsmodul von Silizium $E_Y$ ergeben sich die entsprechenden Ableitungen der einzelnen Komponenten der Biegelinie $y$ aus Abb. 4.32 zu:

$$\begin{aligned} &(1) \quad E_y I_y y_1' = -\frac{q(2b)^3}{24} && (3) \quad E_y I_y y_3' = \frac{q(a)^3}{6} \\ &(2) \quad E_y I_y y_2' = (\frac{qa^2}{2} + F_s a)b && (4) \quad E_y I_y y_4' = \frac{F_s(a)^2}{2} \end{aligned} \tag{4.9}$$

Für die gesuchte Bedingung der Biegelinie am Ort der Kristallplatten gilt somit:

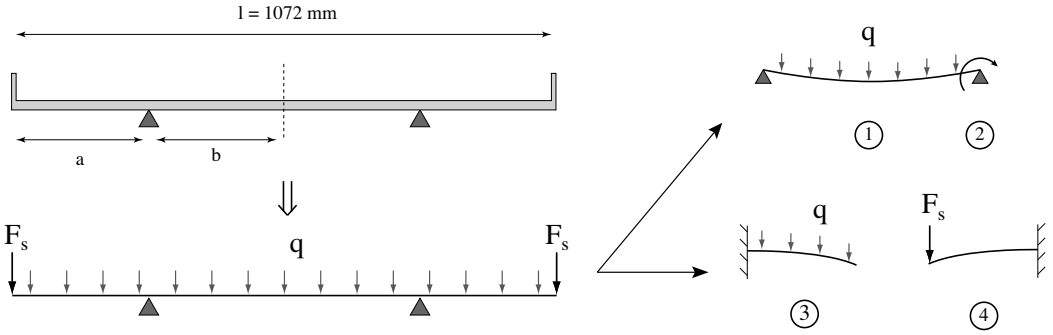



Abbildung 4.32: Berechnung der Position der Auflagepunkte. Die Biegeline des Speicherkristalls kann zusammengesetzt werden aus der eines freien Stabes (Mittelstück) mit - durch das Eigengewicht verursachter - Flächenkraft $q$ (1), den durch die Randteile auf dieses Mittelstück wirkenden Momente (2), der Biegung des Randteils infolge seines Eigengewichts (3), sowie des Biegung der Randteils durch die Kristallplatten (4).

$$\begin{aligned} y'_{Ges} &= y'_1 + y'_2 + y'_3 + y'_4 \\ &= -\frac{q(2b)^3}{24} + (\frac{qa^2}{2} + F_s a)b + \frac{q(a)^3}{6} + \frac{F_s(a)^2}{2} \\ &= \frac{1}{6}\left(q(a_3 + 3a^2b - 2b^3) + 3a(a+2b)F_s\right) = 0 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Mit der Bedingung $a = 1072/2 - b$ erhält man als Lösungen dieser Gleichung $b = \pm 315.2$ mm. Der Abstand zwischen den Auflagepunkten ergibt sich somit zu 630 mm. Dieser Wert stellt eine deutliche Abweichung zu dem bisher verwendeten Abstand von 749 mm (b = 374.6 mm) dar. Eine mögliche Erklärung könnte in einem Schreibfehler (315↔375) zu finden sein. Es zeigt sich jedoch, dass der abweichende Abstand der Auflagepunkte nur zu einer minimalen Schrägstellung der Platten führt und praktisch keinen Einfluss auf die Neutronenspeicherung hat [50].

### 4.5.3 Die Neutronenleiterjustierung

Wie in Abschnitt 3.3.1 gezeigt, hängt das Speicherverhalten stark von der exakten Justierung des Neutronenleiters bezüglich des Speicherkristalls ab. Bei früheren Experimenten war der Neutronenleiter im Schwerpunkt aufgehängt und frei um die $x$- und $y$- Achse drehbar. Dies hatte den Vorteil, dass die verwendeten Linearmotoren frei am Neutronenleiter ansetzen konnten. Die Rückstellung erfolgte entweder über Federn oder durch die Schwerkraft. Somit wurde eine Übertragung von Spannungen an den Leiter durch die Halterungen weitgehend vermieden. Durch die neuen räumlichen Gegebenheiten und die starken Magnetfelder im Mittelteil des Systems war es jedoch notwendig nach anderen Lösungen zu suchen.

### Wahl des Drehzentrums

Durch die Form des Vakuumgefäßes[16] bietet sich einen Lagerung des Neutronenleiters nahe seiner Enden an. Die Drehung in der $y/z$-Ebene des Speicherkoordinatensystems kann um einen Drehpunkt in der Mitte der Neutronenleiterbreite erfolgen. Für die Drehung in der $x/z$-Ebene stehen mehrere Drehpunkte zur Auswahl, die sich durch die resultierende Bewegung des Neutronenleiters unterscheiden. Betrachten wir allgemein die Bewegung eines Punkts $\vec{x}$ bei einer Drehung $\theta$ um ein beliebiges Drehzentrum $\vec{x_0}$:

$$\vec{x_\theta} = \mathbf{T}_\theta \cdot (\vec{x} - \vec{x_0}) + \vec{x_0} \quad \text{mit} \quad \mathbf{T}_\theta = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

Die Bedeutung dieser Bewegung ergibt sich aus den geringen Zwischenräumen zwischen Neutronenleiter und Speicherkristall. Bei optimal montiertem Leiter stehen nur 0.5 mm an den Enden und etwa 1.5 mm bezüglich der Basis zur Justierung zur Verfügung[17]. In

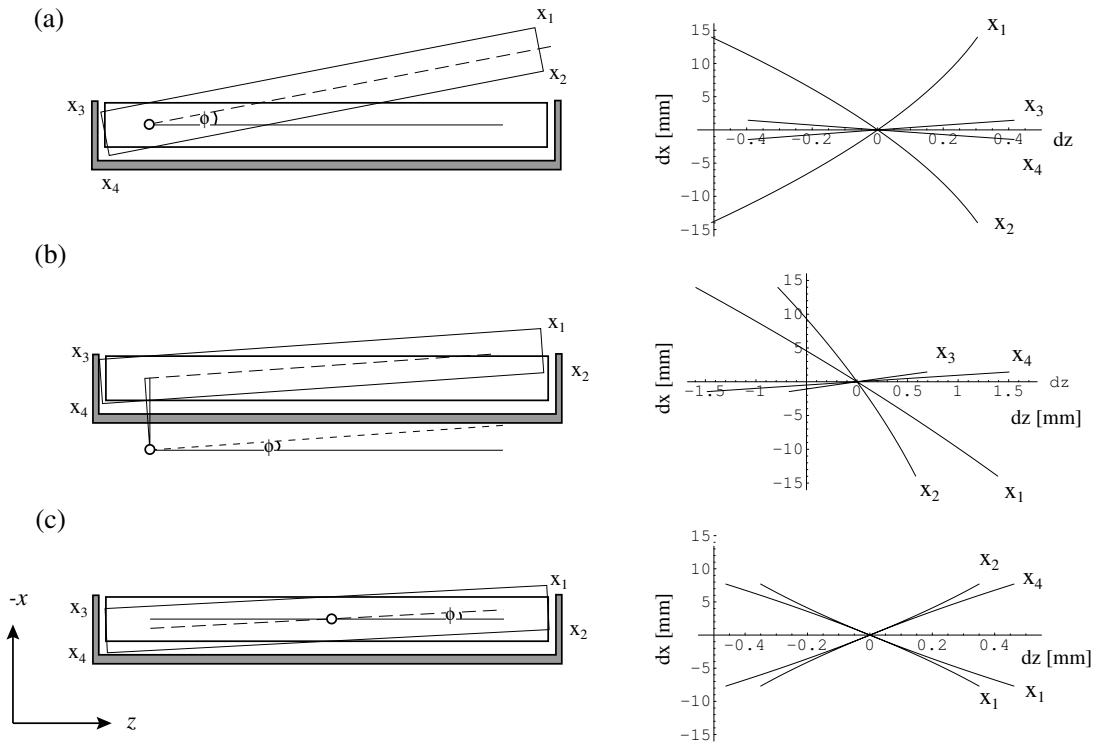



Abbildung 4.33: Bewegung der Eckpunkte ($x_i$) des Neutronenleiters bei Rotation um verschiedene Drehzentren in Abhängigkeit des Drehwinkels. Der gezeichnete Drehwinkel von $\pm 14.5$ mrad ergibt sich aus der maximalen Fahrstrecke der Linearmotoren. (a) Gewählter Rotationspunkt, (b) Rotationsachse unterhalb des Neutronenleiters und Si-Bett, (c) Rotation im Schwerpunkt des Neutronenleiters.

Abb. 4.33 sind die Bewegungen der Eckpunkte des Neutronenleiters in der $x/z$-Ebene für

[16] Die Überlegungen zum Drehpunkt der Neutronenleiteraufhängungen flossen wiederum in die Konstruktion des Vakuumgefäßes ein.

[17] Ein Berühren des Kristalls durch den Leiter könnte zu dessen Beschädigung führen und ist deswegen unbedingt zu vermeiden. Neben speziellen Endschaltern ist auch die Verwendung von mechanischen Sperren empfehlenswert.

zwei mögliche Drehpunkte gezeichnet und mit einer Rotation um die Neutronenleitermitte verglichen. Die gezeichnete Bewegung entspricht der maximalen Fahrstrecke der verwendeten Linearmotoren von ± 12.5 mm. Die effektiv verwendete Justierung beschränkt sich jedoch auf einen Bereich von wenigen Millimetern. Wird wie in Abb. 4.33-b ein Drehpunkt unterhalb des Neutronenleiters gewählt, ergibt sich eine starke Bewegung entlang der $z$-Achse (± 1.5 mm) bei geringer Bewegung ($x_{3,4}$) entlang der $x$-Achse. Dies stellt eine besondere Gefahr für die empfindlichen Speicherplatten dar, da es somit zu einer Berührung der Platten kommen kann, bevor der Leiter die massivere Basis berührt. Zudem ergeben sich dadurch unterschiedliche Spaltbreiten zwischen den beiden Enden des Neutronenleiters und den jeweiligen Speicherplatten. Diese Spalten stellen eine der Hauptverlustquellen für gespeicherte Neutronen dar.

Aus diesen Gründen wurde eine Justierung gemäß Abb. 4.33-a gewählt, bei der der Neutronenleiter frei drehbar an seinem (bezüglich der Strahlrichtung) vorderen Ende gelagert wird und die Linearmotoren an seinem anderen Ende ansetzen.

### Zur Montage des Neutronenleiters

Betrachten wir eine mögliche Übertragung von Spannungen auf den Neutronenleiter durch die angreifenden Linearmotoren am Beispiel einer Rotation in der $y/z$-Ebene um den Drehpunkt am vorderen Ende des Leiters. Wird, wie in Abb. 4.34 skizziert, der Neutronenleiter um einen Winkel $\varphi$ gedreht, ändern sich der Abstand zwischen den Angriffspunkten von $\triangle y_1$ auf $\triangle y_2$. Gleichzeitig bewegen sich die Angriffspunkte um $\delta z_1$ bzw. $\delta z_2$ entlang der

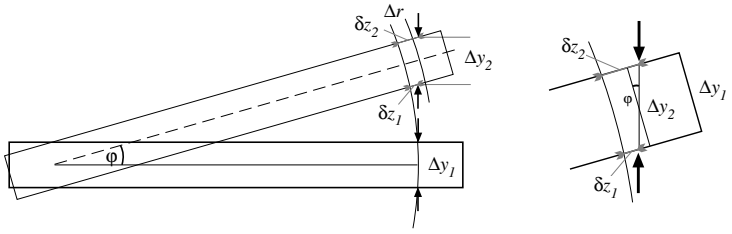



Abbildung 4.34: Bewegung der Angriffspunkte der Neutronenleiterhalterung bei einer Rotation um einen Drehpunkt am vorderen Ende des Leiters.

Längsachse des Neutronenleiters. Bei einer Linearverschiebung $\triangle M$ der Motoren ändert sich der Radius $r$ der Drehbewegung gemäß

$$\triangle r = (r + \triangle r) - r = \frac{\triangle M}{\sin\varphi} \cdot (1 - \cos\varphi) = r\left(\frac{1}{\cos\varphi} - 1\right)$$

wobei der Drehwinkel durch

$$\varphi = \arctan\frac{\triangle M}{r} \approx \frac{\triangle M}{r}$$

gegeben ist. Bei einem Radius von 860 mm und $\triangle M = \pm$ 12.5 mm ergibt sich somit der maximale Winkel $\varphi_{max}$ zu 14.5 mrad $\cong 0.833°$. Für die Bewegung der Angriffspunkte $\delta z_{1,2}$ entlang des Neutronenleiters folgt weiters

$$\delta z_1 = \triangle r - \tan\varphi\,\frac{\triangle y_1}{2}, \quad \delta z_2 = \triangle r + \tan\varphi\,\frac{\triangle y_1}{2}$$

wobei sich der Abstand zwischen den Angriffspunkten von $\triangle y_1$ auf $\triangle y_2$ ändert.

$$\triangle y = \triangle y_2 - \triangle y_1 = \triangle y_1 \left( \frac{1}{\cos \varphi} - 1 \right)$$

In dem betrachteten Bereich bewegen sich die Angriffspunkte $\delta z_{1,2}$ in entgegengesetzte Richtungen bezüglich der Längsachse des Leiters. Erst ab einem Winkel von 48 mrad entfernen sich beide Punkte vom Drehzentrum und bewegen sich Richtung hinteres Neutronenleiterende. Die folgende Tabelle zeigt die entsprechenden Werte für die maximale Bewegung der Linearmotoren sowie für eine durch Endschalter eingesschränkte "typische" Bewegung ($\triangle M \leq 5$ mm).

| | maximal | typisch |
|---|---|---|
| $\varphi$ | 14.5 mrad | 5.8 mrad |
| $\triangle r$ | 0.091 mm | 0.014 mm |
| $\delta z_1$ | -0.243 mm | -0.119 mm |
| $\delta z_2$ | 0.425 mm | 0.148 mm |
| $\triangle y$ | 5 $\mu$m | 0.7 $\mu$m |

Betrachtet man noch zusätzlich eine mögliche Abweichung der Bewegungsachse $\delta$ bezüglich der y-Achse, wie sie bei einem dejustierten Einbau der Linearschlitten vorkommen kann, erhält man für den Richtungsvektor des Linearschlittens $\hat{s}$:

$$\hat{s} = \sin \delta \, \hat{y} + \cos \delta \, \hat{z} \tag{4.11}$$

Dies führt dazu, dass sich in Abb. 4.35 ein Punkt $P$ nicht nach $Q$, sondern nach $\bar{Q}$ bewegt. Setzt man allerdings wieder eine obere Grenze für einen fehlerhaften Einbau von $\delta \leq 1°$ voraus, fällt die Änderung von $\triangle r$ und $\triangle y$ minimal aus und kann im typischen Fahrbereich der Motoren vernachlässigt werden.

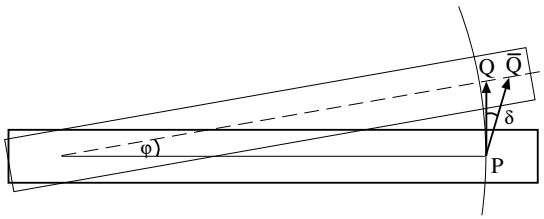



Abbildung 4.35: Änderung des Bewegung eines Auflagepunktes (P) unter Berücksichtigung einer Abweichung der Motorenachse gegenüber der $y$-Achse um den Winkel $\delta$.

### Realisierung der Justierung

Zum Einsatz kommen zwei Linearversteller des Typs M-126.DC der Firma *Physik Instrumente PI*, die mittels integrierter 12 V DC Motoren betrieben werden. Die Steuerung für zwei Achsen erfolgt über eine PC-Einschubkarte des Typs C-842 und entsprechenden *LabView (NI)* Treibern.

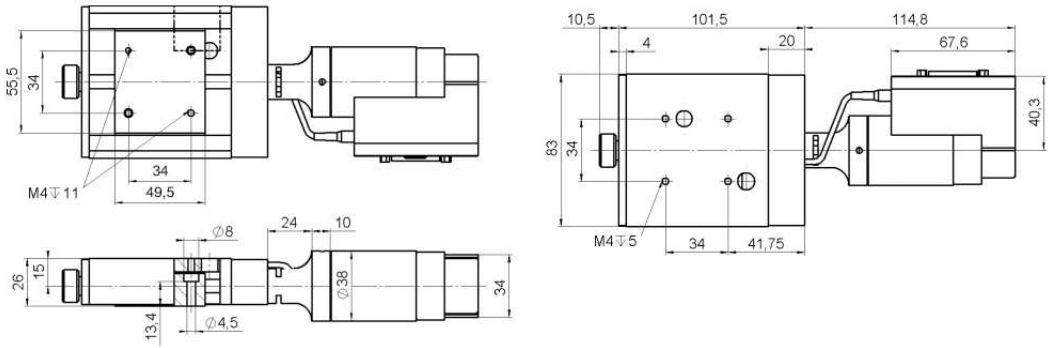



Abbildung 4.36: Die Linearversteller des Typs M-126, übernommen aus dem Produktkatalog der Firma *PI*.

| Kenndaten der Linearmotoren M-126.DC | | | |
|---|---|---|---|
| Fahrbereich | 25 mm | Max. Geschwindigkeit | 1.5 mm/s |
| Min. Schrittweite | 0.1 $\mu$m | Max. Gewichtsbelastung | 20 kg |
| Bidir. Wiederholbarkeit | 2 $\mu$m | Max. Zug/Druck Kraft | 50 N |
| Unidir. Wiederholbarkeit | 0.2 $\mu$m | Encode Auflösung | 2000 /Umdr. |
| Material | Al, St | Masse | 0.9 kg |

Für die Angriffspunkte der hinteren Neutronenleiterhalterung werden Schrauben mit federunterstützten Köpfen der Firma *WDS Limited*, UK, verwendet, wodurch sich die Kraftübertragung auf den Leiter minimieren lässt. Diese Schrauben sind in zwei Aus-

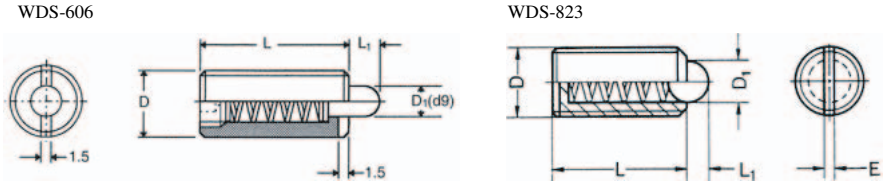



Abbildung 4.37: Die Halterungsschrauben des Typs WDS-606 und WDS-823.

führungen lieferbar. Der Typ 606 besteht aus einer Stahlkörper mit Kunststoffkopf, bei dem sich die Federkraft mittels einer Imbus-Innenschraube variieren lässt. Bei dem Typ 823 bestehen sowohl Kopf als auch Körper der Schraube aus Edelstahl, eine Einstellung der Federkraft ist nicht möglich. Beide Typen wurden mit unterschiedlichen Gewindeweiten bestellt, um einen möglichst flexiblen Aufbau zu gewährleisten.

## 4.6 Äußere Justierung und Halterungen

Die verschiedenen Halterungen dienen zum Ausrichten der Komponenten des Experiments bezüglich des Neutronenstrahls, sowie zum Transport der einzelnen Komponenten während der Installation des Experiments an ISIS. Im wesentlichen sind sie in ein “Grundgerüst”, eine “untere Plattform” inklusive der Vakuumbox Halterung, sowie in zwei “oberen Plattformen” unterteilt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten und ihre Aufgabe näher beschrieben.

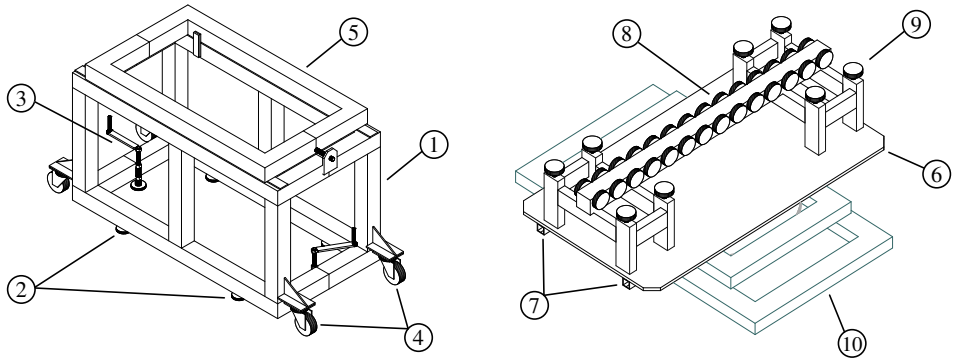



Abbildung 4.38: Grundgerüst (links) und untere Plattform (rechts): Untergestell (1), höhenverstellbare Füße (2), Kurbel (3), abnehmbare Räder (4), justierbarer Oberteil (5); Aluminiumplatte (6), Edelstahl Profilrohre (7), Aluminiumgestell mit Rollbalken (8), höhenverstellbare Füße aus Kunststoff (9), Teil des Magnetdrehgestells Z12 (10), welches auf (5) ruht.

### 4.6.1 Das Grundgerüst

Das Grundgerüst hat die Aufgabe, das gesamte Experiment auf die Höhe des Neutronenstrahls (176 cm) auszurichten, sowie den Transport des NMR Magneten in den Experimentierbereich zu ermöglichen. Durch Umbauarbeiten an IRIS ist es nur noch sehr eingeschränkt möglich, einen Kran an *VESTA* zu verwenden[18], zudem überschreitet der Magnet mit seiner Masse von 2.4 Tonnen die zulässige Höchstbelastung des IRIS Krans (SWL = 1000 kg) deutlich. Es wurde deswegen eine mittels abnehmbarer Räder bewegliche Edelstahlkonstruktion entworfen, die es ermöglichte den Magneten, welcher zuvor mit Hilfe des ISIS Haupt-Krans auf das Grundgerüst gehoben wurde, ohne weitere technische Hilfsmittel an seinen Einsatzort zu bewegen.

Die in Abb. 4.38 dargestellte Konstruktion besteht aus 100×100×4 mm Edelstahl-Profilen, und wurde von der Firma *ETNA Werke*, Wien, gefertigt. Der untere Teil des Grundgerüstes kann wahlweise über sechs höhenverstellbare Füße auf die Räder abgesenkt oder auf Strahlniveau gebracht werden. Der oberer Rahmen gleitet auf Kunststoffplatten und ist mittels einer Kurbel um ± 5 cm gegenüber dem unteren Teil entlang der Längsachse der Gerüstes verschiebbar. Die Dimensionen des oberen Rahmens entsprechen der Auflagefläche des in 4.2 beschriebenen Magnet-Drehgestells Z12. Das Drehgestell ruht hierbei auf einer dünnen Gummischicht, um Vibrationen zu dämpfen und eine elektrische Isolierung zu erreichen. Auch die Füße des Grundgerüsts sind mittels Gummi-Auflagen gegen Vibrationen gedämpft.

### 4.6.2 Untere Plattform und Vakuumgefäß-Halterung

Mittels des Grundgerüstes ist es möglich den Magneten in die benötigte Position bezüglich des Neutronenstrahls zu bringen. Die Ausrichtung des Magnetfeldes normal zur Flugbahn der Neutronen erfolgt durch die Rotation des Drehgestells Z12. Da sich das Vakuumgefäß in einer fixen Position bezüglich des Magneten befindet und dieser Rotation folgen soll, erfolgen alle weitere Aufbauten auf der in Abb. 4.39 dargestellten “Unteren Plattform”.

[18] Lediglich durch einen schmalen Spalt in der Plattform über dem *VESTA* Experimentierbereich kann der Kran mittels langer Schlingen genutzt werden.

Diese besteht aus einer 15 mm dicken Aluminiumplatte (1), die durch zwei 40×40×4 mm Edelstahl Profilrohre (3) zusätzlich versteift wurde. Die untere Plattform ruht auf dem drehbaren Teil des Magnetdrehgestells (2) und kann somit gemeinsam mit dem Magneten um 360° rotiert werden. Fixiert wird die Plattform am Drehgestell mittels vier

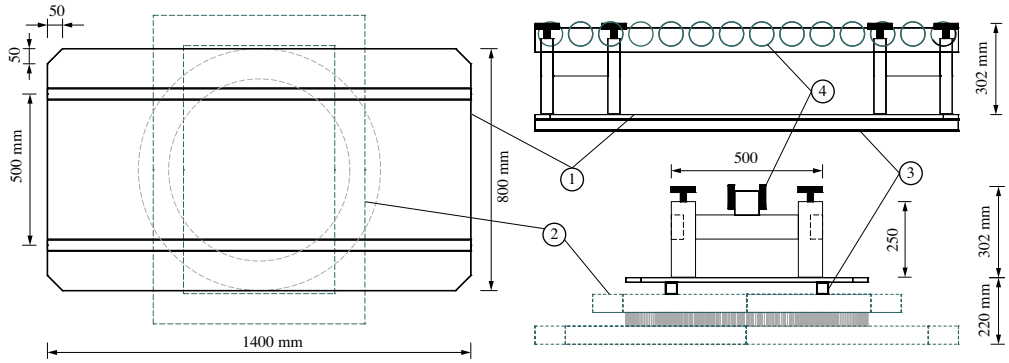



Abbildung 4.39: Die untere Plattform und Vakuumgefäß-Halterung in verschiedenen Ansichten : Aluminium Platte (1), Drehgestell Z12 des Magneten (2), Stahlprohilrohre (3), Räder zum Einführen des Vakuumgefäßes (4).

Gewindeschrauben. Auf der Aluminiumplatte wird ein Gestell aus *ITEM*-Profilen (80×40 mm) montiert, bestehend aus zwei Rahmen auf beiden Seiten des Magneten sowie einem 80×80×1400 mm Balken, der durch das Joch des Magneten ragt. Dieser Balken ist mit einer Serie von 2×14 Rädern versehen, die es ermöglichen, das Vakuumgefäß bei eingezogenen Magnetpolschuhen in den Magneten einzuführen. Durch verstellbare Füße an den Rahmen kann das Gefäß auf die Mitte des Magneten angehoben werden. Dadurch werden die Räder entlastet und der Balken mit den Transporträdern kann entfernt werden.

#### Option Vibrationsdämpfung

Momentan ruht das Vakuumgefäß mit seinen oberen Plattformen auf dem Gestell aus Aluminium-Profilen, welches zum Einführen in das Magnetjoch verwendet wurde. Um den Einfluss von Vibrationen zu reduzieren kann in einem weiteren Schritt dieses Gestell abgebaut, und das Vakuumgefäßes auf Vibrationsdämpfer gelagert werden. Die Steifheit des Vakuumgefäßes und der unteren Plattform sind für diese Erweiterung ausgelegt. Diese Option konnte bisher aus finanziellen Gründen nicht realisiert werden, da die vorgesehenen Mittel zur Anschaffung der pneumatischen Vibrationsdämpfer mehrmals den Budgetkürzungen zum Opfer fielen.

### 4.6.3 Obere Plattformen

Abgeschlossen wird das System aus Halterungen durch zwei obere Plattformen, die am Boden des Vakuumgefäßes angebracht sind. Sie nehmen die Halterung der Detektoren sowie optionale Blenden etc. auf. Beide Platten besitzen eine Dicke von 10 mm und sind mit einem 34×34 mm Gewinde-Lochraster versehen. Die Maße der vorderen Platte betragen 300×600 mm, die der hinteren Platte 500×600 mm. Zusätzlich existiert eine Erweiterungsplatte 160×400 mm, die an der vorderen Platte montiert werden kann. In Abb. 4.40 wurde die Position der Längsachse des Speicherkristalls und die Position des Lochrasters

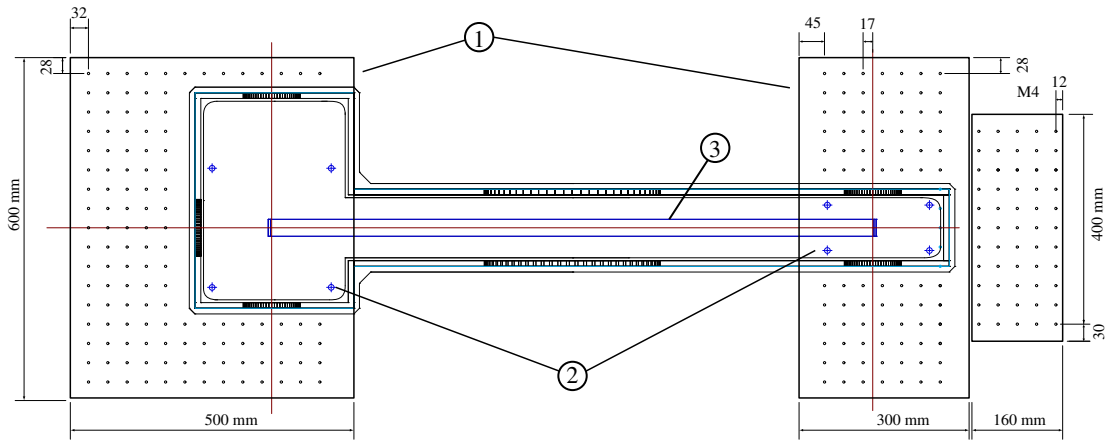



Abbildung 4.40: Die oberen Plattformen (1), befestigt an der Unterseite des Vakuumgefäßes durch je vier Schrauben (2). Position des Speicherkristalls (3).

bezüglich der Speicherplatten eingezeichnet. Für die hintere Platte existiert auch eine Erweiterungsplatte zum Anbringen eines Analysators (vergleiche Abb. 5.7).

## 4.7 Detektoren und Datenerfassung

Das an *VESTA*-II verwendete Detektionsystem besteht derzeit aus vier Zählrohren. Ein Low-Efficiency Scintillator, der uns von der *ISIS Detector Group* zur Verfügung gestellt wurde, befindet sich direkt nach dem Aluminiumfenster der Monochromatorbox. Er ersetzt das früher verwendete Low-Preassure $^3$He - Zählrohr und wurde zentral in dem vom Graphitkristall reflektierten Strahl montiert. Über das Integral der einfallenden Neutronen eröffnet er eine Normierungsmöglichkeit bezüglich der Neutronenquelle. Drei weitere, mit 4 Bar $^3$He gefüllte 1-Zoll Zählrohre sind zum *VESTA* Detektor zusammengefasst, und befinden sich nahe dem Auslassfenster des Vakuumgefäßes. Sie dienen zum Registrieren der Neutronen nach ihrem Entlassen aus dem Speicher. Die Zählrohre sind dreieckförmig innerhalb einer Borcarbid/Paraffin Abschirmung angeordnet. Diese Abschirmung ist mit einer

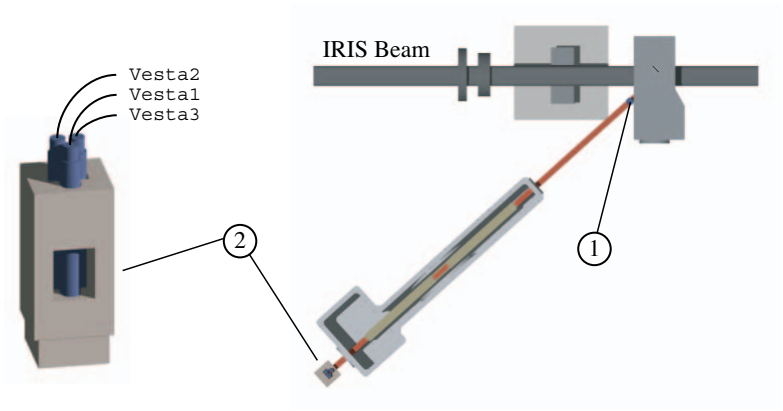



Abbildung 4.41: Das *VESTA* Detektionsystem: Incoming Beam Monitor (1), sowie der aus drei Zählrohren bestehende Hauptdetektor (2).

Innenverkleidung aus Cadmium versehen und besitzt ein Detektionsfenster von 54×72 mm. Die Effizienz eines solchen Detektors für Neutronen einer bestimmten Wellenlänge lässt sich aus der Effizienz der einzelnen Zählrohre sowie der effektiven Dicke der Anordnung ableiten. Abb. 4.42-a zeigt die Effizienz verschiedener Gaszählrohre als Funktion des Gasdruckes, der effektiven Dicke sowie der Neutronen-Wellenlänge. Durch ihre in Abb. 4.41 dargestellte Anordnung der drei Zählrohre ergibt sich eine effektive Dicke des gesamten Detektors gemäß Abb. 4.42-b. Bei einer Detektordicke von mindestens 2 cm und

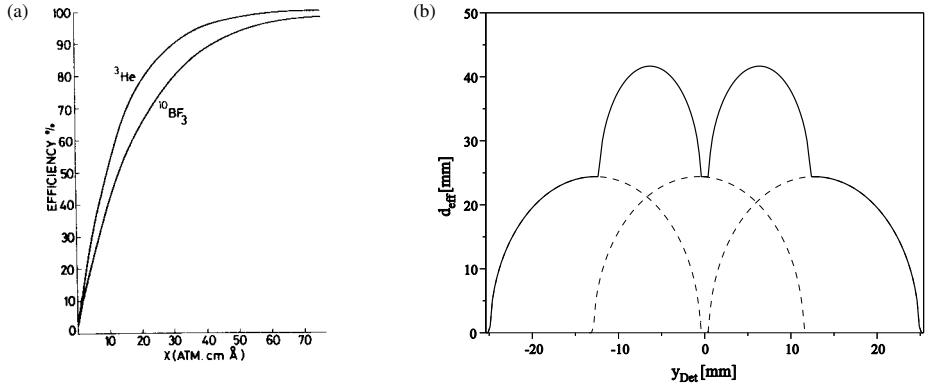



Abbildung 4.42: Effizienz eine Zählrohrs als Funktion des Gasdruckes, der effektiven Dicke und der Neutronen-Wellenlänge [35] (a), effektive Detektordicke der drei Zählrohre als Funktion des Horizontalabstandes von der Detektormitte $y_{Det}$ (b).

einem Fülldruck von 4 Bar beträgt die Detektionswahrscheinlichkeit für 6 Å Neutronen annähernd 100% über das gesamte Detektionsfenster.

Über ihre Vorverstärker sind die Detektoren sowohl mit der Hochspannungsversorgung als auch mit der Datenerfassung (DAE) verbunden. Als Hochspannungsquelle dienen die Kanäle 16-18 des an IRIS verwendeten *LeCroy HV4032A High Voltage Power Systems*. Die in unmittelbarer Nähe zum Detektor montierten Vorverstärker übertragen das Detektorsignal an die Diskriminator-Karten, wo es in ein logisches Signal umgewandelt und an das "Instrument Crate" der DAE weitergegeben wird. Gemäß ihres zeitlichen Eintreffens bezüglich des ISIS SMP Signals werden die Detektionssignale nun in Zeitkanäle eingeteilt und über das DAE "System Crate" an den Hauptrechner weitergegeben. Die Breite der Zeitkanäle kann softwaremäßig eingestellt werden.

| *VESTA* Detektorsystem | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Detektor | Spektrum | Beschreibung | Art | Hochspannung [V] |
| Vesta1 | 3 | Hauptdetektor | He 3 Gas | 1225 (Channel 16) |
| Vesta2 | 2 | Side Detector (Fence) | He 3 Gas | 1340 (Channel 17) |
| Vesta3 | 4 | Side Detector (Beam) | He 3 Gas | 1340 (Channel 17) |
| Vesta4 | 1 | Beam Monitor | Scintillator | 1050 (Channel 18) |

### 4.7.1 Datenerfassung und Steuerelektronik

Für die Datenerfassung der TOF Spektren wird die bereits an *VESTA*-I erprobte, und im Abschnitt 3.3 beschriebene DAE (Data Acquisition Electronic) verwendet. Hierbei handelt

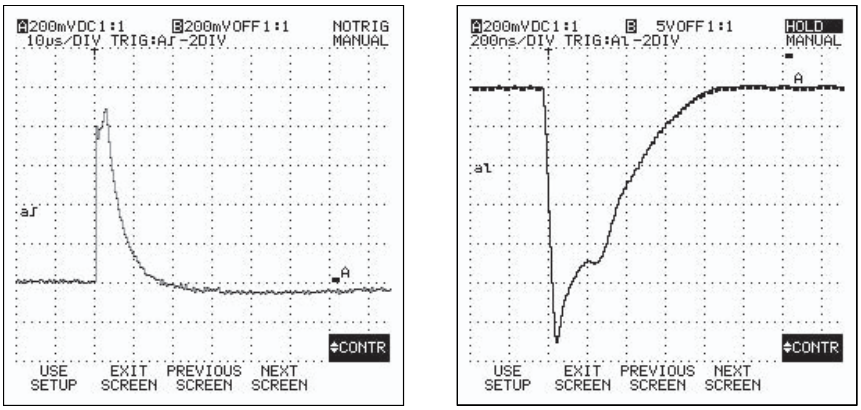



Abbildung 4.43: Detektionssignal vor (links) und nach des Diskriminatorkarte (rechts). Man beachte die unterschiedliche Zeitskala.

es sich um eine ISIS-spezifische Elektronik, die an den meisten Experimenten zum Einsatz kommt. Im Vergleich zu früheren Beschreibungen [37, 38] wurde lediglich der Speicher des System Crate erhöht, um bei längeren Speicherzeiten eine feinere Zeitauflösung verwenden zu können. Der Steuercomputer wurde auf eine DEC 3000 Model 400 aufgerüstet. Durch das Betriebssystem-Upgrade auf VMS V7.2-1 ist die Node `vesta.nd.rl.ac.uk` nun ein vollwertiger Teil des ISIS VMS Clusters.

Die Steuerelektronik SCE wurde ebenfalls, mit den in Abschnitt 4.3.5 beschriebenen Änderungen, vom Vorgängerexperiment übernommen. Diese Änderungen spiegeln sich insbesonders in der neuen Version 2.1 des Steuerprogramms (`VCP` - Vesta Control Program) wider. Die ehemals für getrennte gepulste Magnete verwendeten Signale `MS1` und `MS2` steuern nun beide über die Konverterbox den Spin-Flipper an. Eine Beschreibung des ursprünglichen Steuerprogramms findet sich in [37], Anleitungen zum Erstellen der neuen Steuerfiles `VCP21.dat` findet sich in [82]. Ein Beispiel eines kompletten Steuerfiles mit einer kurzen Beschreibung der einzelnen Einträge findet sich zusätzlich im Anhang B.

*"Experimentelle Physik ist das, was (noch) nicht funktioniert. Deswegen braucht man Physiker."*

H. Rauch

# 5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die mit der neuen Anlage gewonnen Messwerte vorgestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten vorbereitenden Messungen mit der ursprünglichen Anlage sind in Kapitel 3 eingegliedert.

Da Österreich derzeit über keine leistungsstarke Neutronenquelle verfügt, werden die Messungen des Atominstituts in der Regel an entsprechenden Großforschungsanlagen in Europa durchgeführt. Im Falle der Neutronenspeicherung ist dies die gepulste Neutronen- und Myonenquelle *ISIS*, nahe Oxford, UK; im Falle von Neutroneninterferometrie und Kleinwinkelstreuung ist dies das S18 Instrument am *Institut Laue-Langevin* (ILL) in Grenoble, Frankreich. Da Strahlzeit an diesen leistungsstarken Quellen sehr begrenzt und oft mit erheblichen finanziellen Mitteln verbunden ist, ist es unerlässlich die prinzipielle Funktionsweise des geplanten Experiments vor einem Einsatz ausführlich zu testen. Bestrebungen, auch bei uns eine leistungsstarke Neutronenquelle (AUSTRON) zu verwirklichen, werden bereits seit vielen Jahren betrieben. Obwohl dieses Projekt bereits wichtige Schritte auf dem Weg zur Realisierung genommen hat und auch durchwegs positiv beurteilt wurde, ist seine Zukunft nach wie vor noch nicht entschieden. Nach meiner persönlichen Meinung bestünde die einmalige Chance, eine internationale Großforschungsanlage in Österreich zu errichten, die nicht nur weltweit Anerkennung unter Neutronenphysikern finden wird, sondern auch viele andere Forschungsrichtungen bereichern würde. Zumal Neutronenquellen sowohl in der Festkörperphysik, aber auch in Biologie, Archäologie, Chemie und vielen anderen Gebieten von zunehmender Bedeutung sind.

### Zur Gliederung des Kapitels

Gemäß ihrem Entstehungsort sind die Messungen in zwei Unterkapitel unterteilt. Der erste Teil beschäftigt sich mit den vorbereitenden Messungen in Wien, der zweite Teil stellt die nun erfolgreich an ISIS installierte Anlage vor. Eine Zusammenfassung des Erreichten sowie eine Auswahl der noch offenen Punkte findet sich im anschließendem Kapitel.

## 5.1 Messungen am Atominstitut Wien

Die Entwicklung und der Test vieler Komponenten, insbesonders des Spin-Flipper Systems, wurde in Wien durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die bestehende DEPOL Anlage (siehe Abschnitt 5.1.2) am Strahlrohr D des TRIGA Forschungsreaktors adaptiert. Neben der geringen Neutronenflussdichte ist auch der begrenzte Wellenbereich des Reaktors eine Einschränkung. Da der Reaktor nicht über eine kalte Quelle verfügt, ist es derzeit nicht möglich, das Speicherexperiment *VESTA* unter Verwendung der Silizium (111)-Reflexion zu betreiben.[1] Wie in Abschnitt 2.4 diskutiert, ermöglicht die breite Abhängigkeit der Flip-Wahrscheinlichkeit von der Wellenlänge $\lambda$, sowie die Unabhängigkeit der Frequenzresonanz von $\lambda$, jedoch einen prinzipiellen Test des Neutronen Spin-Flippers. Der Resonanzkreis mit seiner Induktivität $L$ und seiner Kapazität $C$ kann an die gewünschte Frequenz angepasst werden. Insbesonders die Windungszahl der Spule sowie die in 4.3.4 beschriebene Art der Ankoppelung der Signalquelle konnten getestet werden. Auch wurden viele wertvolle Informationen über das Verhalten von Hochfrequenzfeldern und ihre Abschirmung gewonnen.

Durch die höhere Geschwindigkeit der Neutronen und ihrer kürzeren Interaktion mit dem Wechselfeld stellen die Bedingungen in Wien höhere Anforderungen an den Resonanzkreis. Bei gleicher Spulengeometrie und Resonanzfrequenz werden deutlich höhere Ströme innerhalb der Spule benötigt, um eine entsprechende Spininversion zu erhalten. Wird bei 2 Å eine Flip-Wahrscheinlichkeit von ca. 30% der Neutronen erreicht, kann man gemäß Gleichung (2.34) davon ausgehen, dass das für den normalen Betrieb von *VESTA* notwendige Wechselfeld erreicht ist.

### 5.1.1 Der Forschungsreaktor Wien

Der seit 40 Jahren erfolgreich in Wien betriebenen Forschungsreaktor ist ein TRIGA[2] Mark-II der Firma General Atomics, der für die Ausbildung, Forschung und Isotopenproduktion konzipiert ist. Bei diesem Reaktortyp handelt es sich um einen pulsbaren Forschungsreaktor in Schwimmbeckenbauweise, der in seinem Kern etwa 80 Brennelemente trägt (Durchmesser 3.75 cm, Länge 72.24 cm), die aus einer homogenen Mischung von jeweils etwa 8 Gew% Uran (20-70% Anreicherung an $U^{235}$), 1 Gew% Wasserstoff und 91 Gew% Zirkonium in Form von Zirkonhydrat bestehen. Die Moderation der schnellen Spaltneutronen findet sowohl im Tankwasser als auch im Zirkonhydrat statt. Dieses hat die Eigenschaft, mit zunehmender Temperatur schlechter zu moderieren, wodurch der Reaktor einen hohen negativen Temperaturkoeffizienten aufweist und die Kettenreaktion der $U^{235}$ Spaltung zum Stillstand kommt. Diese Eigenschaft bietet nicht nur einen hohen Schutz gegen Reaktorunfälle, sondern kann auch für die erhöhte Neutronenproduktion ausgenützt werden. Im sogenannten "Impulsbetrieb" wird der Reaktor bei kleiner Leistung mit nur einem der drei Regelstäbe (Absorber) kritisch gehalten. Der hierfür verwendete Impulsstab kann mittels Pressluft aus dem Reaktorkern geschossen werden, wodurch der Reaktor stark überkritisch wird. Für kurze Zeit kann somit die Nennleistung um das 1500-fache überschritten werden, wobei im zentralen Bestrahlungsrohr (Ort der größten Flußdichte) ein Neutronenfluss von $10^{16}$ $cm^{-2}s^{-1}$ erreicht wird. Da dieser Leistungsanstieg auch die Temperatur der Brennelemente von normalerweise etwa 200°C auf 360°C

[1] Eine Speicherung von thermischen Neutronen unter Verwendung des (333) Reflexes erscheint prinzipiell möglich, wird jedoch durch die geringe Intensität sowie die reduzierten Akzeptanzbereiche des Speicherkristalls (siehe Abschnitt 2.1.1) und des Neutronenleiters stark eingeschränkt.

[2] Abkürzung für : Trainig, Research, Isotope Production General Atomics.

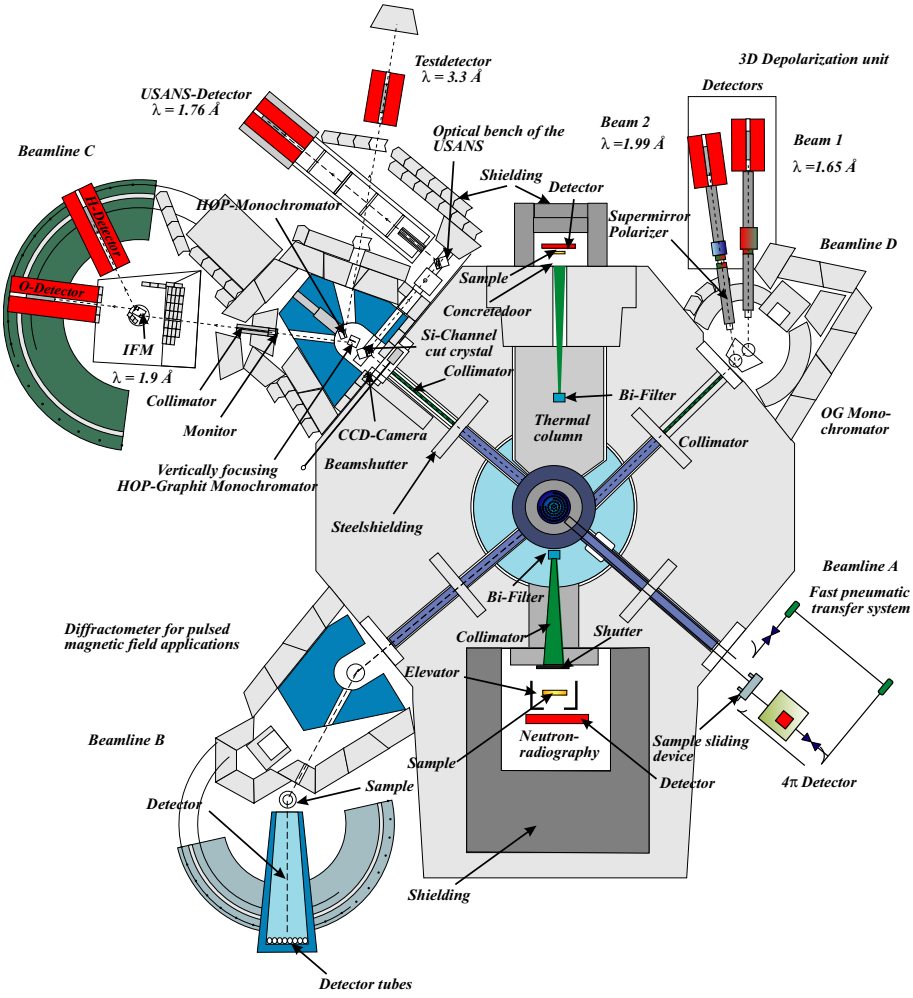



Abbildung 5.1: Die aus [95] übernommene Abbildung zeigt das aktuelle Layout des Forschungsreaktors Wien. Die Versuche für *VESTA* wurden am Strahl 2 der DEPOL Anlage (tangentiales Strahlrohr D) durchgeführt.

sprunghaft ansteigen lässt, bricht die Kettenreaktion nach etwa 40 ms wieder zusammen[3]. Aufgrund der thermischen Belastung der Brennstäbe lässt sich dieser Vorgang mit einer maximalen Rate von 12 Pulsen pro Stunde wiederholen. Typischerweise beträgt das Intervall zwischen den Pulsen etwa 15 Minuten. Die normale Betriebsform des Reaktors ist aber sicher der stationäre Modus mit einer maximalen thermischen Dauerleistung von 250 kW. Hier beträgt der Neutronenfluss im zentralen Bestrahlungsrohr $10^{13}$ cm$^{-2}$s$^{-1}$. Die Wellenlängenverteilung ergibt sich gemäß Gleichung (3.1.1) bei einer Moderatortemperatur von etwa 38°C. Aufgrund der geringen Reaktorleistung ist der Abbrand der Brennelemente sehr gering, sodass noch mehr als 50 Brennelemente der Erstbestückung aus dem Jahre 1962 im Reaktorkern verwendet werden. Neben dem bereits erwähnten zentralen Bestrahlungsrohr verfügt der Reaktor über fünf Reflektor-Bestrahlrohre, ein langsames Rohrpostsystem (Transportzeit 3 Sekunden), zwei schnelle Rohrpostsysteme (Transportzeit 20 ms), zwei Neutronen-Radiographieanlagen, eine thermische Säule sowie vier Neutronenstrahl-

[3] Aus Sicherheitsgründen fallen gleichzeitig auch alle drei Absorberstäbe in den Reaktor, wodurch die Kettenreaktion ebenfalls unterbunden wird.

rohre. Die Rohrpostsysteme erlauben es, die zu aktivierenden Proben direkt aus dem Chemielabor in den Reaktor zu schießen, um nach beendeter Bestrahlung wieder vor Ort verfügbar zu sein. In der Neutronen-Radiographieanlage können Werkstoffe mittels Neutronen durchstrahlt und dreidimensional rekonstruiert werden. Die vier Strahlrohre dienen zum Herausleiten von Neutronen unterschiedlicher Energien aus dem Reaktorkern um für neutronen- und festkörperphysikalische Experimente zur Verfügung zu stehen. Neben der im Folgenden näher beschriebenen Depolarisierungsanlage (Strahlrohr D) wird eine Kleinwinkelstreuanlage, ein Neutroneninterferometer (Strahlrohr C) sowie ein Diffraktometer mit gepulsten Magnetfelder (Strahlrohr B) betrieben.

### 5.1.2 Die 3D Depolarisationsanlage

Die Depolarisationsanlage (kurz DEPOL) dient zur Neutronendepolarisierungsmessung. Hierbei wird ein polarisierter Neutronenstrahl durch eine ferromagnetische Probe geschickt, wobei es zur Wechselwirkung der magnetischen Momente der Neutronen mit der Domänenstruktur der Probe kommt. Durch den Vergleich des Anfangs- und Endzustandes der Strahlpolarisation kann man Rückschlüsse auf die magnetische Bereichsstruktur der Probe (mittlere Domänengröße, Anisotropie, etc.) treffen. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus der Anlage sowie Messungen zur Depolarisation finden sich in [96]. Die Anlage wurde am tangentialen Strahlrohr D aufgebaut, welches an das radiale Strahlrohr A anschließt. Da dieses Strahlrohr nicht direkt auf den Reaktorkern blickt, können nur Neutronen, die bereits einen ablenkenden (und dadurch moderierenden) Stoß hinter sich haben, eindringen. Direkt außerhalb der Reaktorummantelung befindet sich eine massive Messingplatte mit über Schrittmotoren justierbaren Drehtellern. Auf diesen sind zwei Monochromatoren aus pyrolitischem Graphit (2 d = 6.704 Å) mit Mosaikbreiten von 0.52° bzw. 0.66° montiert. Durch die Ablenkwinkel von $2\,\vartheta_B = 28.5°$ bzw. $2\,\vartheta_B = 34.7°$ ergeben sich die Wellenlängen der beiden reflektierten Stahlen zu $\lambda = 1.65$ Å (Strahl 1) sowie $\lambda = 1.99$ Å (Strahl 2). Dieser Teil der Anlage ist mit einer massiven Abschirmung aus Schwerbeton, Borkarbid- und boriertem Kunststoff (*Boral*) umgeben. Noch in dieser Abschirmung eingelassen befinden sich zwei Superspiegel als Polarisatoren. Diese bestehen im Inneren aus neun vertikal stehenden Glasträgern mit CoFe-TiZr-Superbeschichtung und TiZrGd-Unterschicht und werden im Inneren mit einem Ferrit-Magnetsystem magnetisiert. Die Stahlhülle des Spiegels dient hierbei gleichzeitig als Magnetjoch. An die Polarisatoren anschließend befindet sich ein von allen Seiten zugänglicher Experimentiertisch (90×250 cm), auf welchem die Aufbauten auf einem Schienensystem (optische Bank) modular montiert werden.

#### Adaption der DEPOL Anlage

Um den Standardaufbau der Anlage möglichst wenig zu beeinflussen, wurde der NMR Magnet hinter dem Anlagentisch positioniert. Der Magnet befand sich somit zirka drei Meter vom Polarisator entfernt. Um auf dieser Flugstrecke die Polarisierung der Neutronen nicht zu verlieren, ist ein kontinuierliches Magnetfeld von einigen Gauss notwendig. Dieses Führungsfeld wurde mittels eines eigens konstruierten Spulenpaars realisiert, das sich in die bereits bestehende Anlage einfügt. Es besteht aus zwei rechteckigen Einzelspulen, mit einer Breite von 13.2 cm, einer Höhe von 300 cm und einer Spulenlänge von 2 cm. Bei dieser extrem rechteckigen Spule kann der Standardabstand für die Helmholtz Geometrie zirkularer Spulen von "Abstand = Radius" nicht mehr herangezogen werden. Deswegen wurde das Magnetfeld mit Hilfe der in (4.2) gegebenen Gleichungen als Überlagerung der

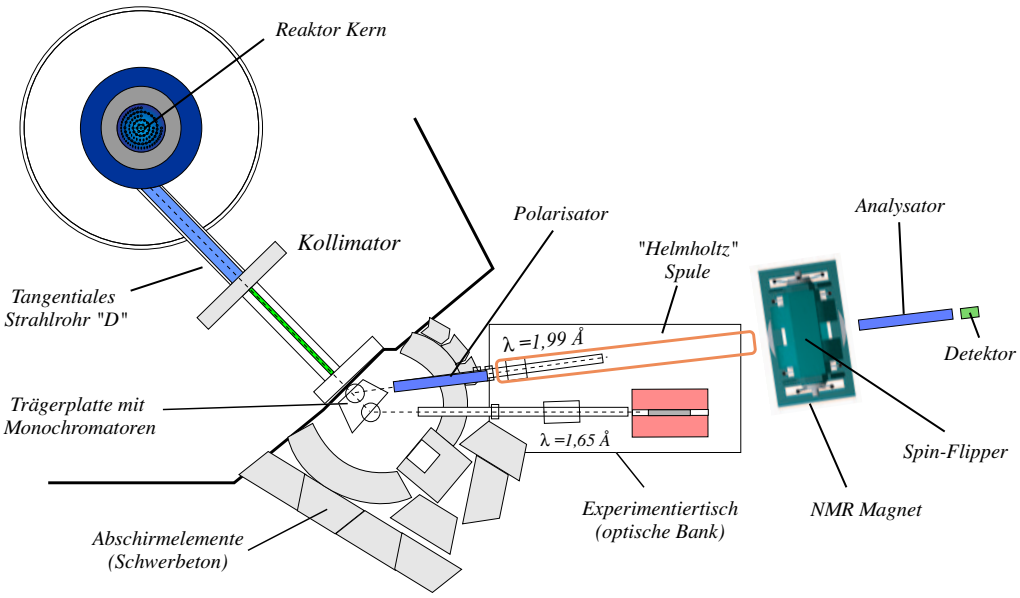



Abbildung 5.2: Die modifizierte DEPOL Anlage des Forschungsreaktors in Wien. Um den bestehenden Versuchsaufbau möglichst wenig zu stören, wurde der Magnet hinter der optischen Bank positioniert und die Neutronen mittels einer Helmholtz-artigen Spule zum Magneten geführt. Es wurde der Strahl 2 mit einer Wellenlänge von 1.99 Å verwendet.

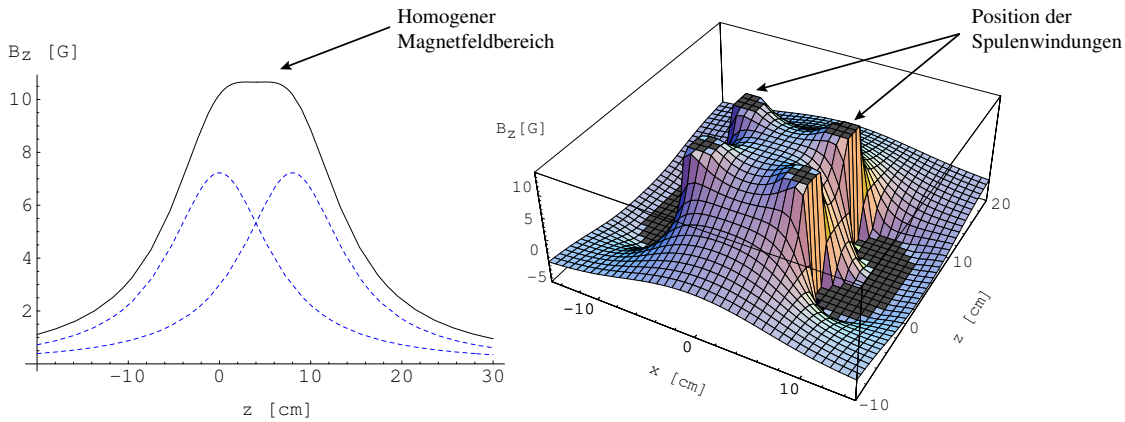



Abbildung 5.3: Berechnetes Führungsfeld der rechteckigen Helmholtzspule. Links: Das resultierende Magnetfeld $B_z$ als Summe der Einzelfelder. Bei einem Spulenabstand von 8 cm ergab sich ein homogener Bereich von ca. 4 cm. Rechts: $B_z$ des Spulenpaares in $x/z$ Ebene im Bereich von -5 bis 12 G. Grau dargestellte Flächen liegen ausserhalb dieses Bereichs.

beiden Einzelfelder berechnet und somit der optimale Abstand der beiden Spulen bestimmt (siehe Abb. 5.3). Für einen Abstand der Einzelspulen von 8 cm ergab sich ein ausreichend homogener Bereich von einer Höhe von 4 cm. Bei einer Stromversorgung von 6 A / 15.5 V ergaben die je 20 Windungen ein gemessenes Führungsfeld von 9.6 G.

Der verwendete Polarisator besitzt an seiner Stirnfläche ein Magnetfeld von zirka 220 G. Die Führungsspule wurde so positioniert, dass sie wenige Zentimeter nach dem Polarisator begann und bis zu der äußeren Spulenkante des NMR Magneten reichte. Der Analysator wurde in einem geeigneten Abstand hinter dem Magneten positioniert, sodass er nur noch ein geringes NMR Streufeld spürt, das resultierende Gesamtfeld jedoch als Führungsfeld ausreicht. Analog zu späteren Messungen an ISIS waren die Führungsfelder und Polarisatorfelder vertikal orientiert, während das NMR Feld horizontal ausgerichtet war. Bei eingeschaltetem NMR-Magneten ergibt sich ein kontinuierliches Magnetfeld entlang der Flugbahn der Neutronen, dem der Neutronenspin adiabatisch folgt. Wird der NMR-Magnet oder die Führungsspule ausgeschaltet, durchqueren die Neutronen jedoch einen Bereich ohne ausreichendes Führungsfeld und depolarisieren. Beim Eintritt in ein neuerliches Führungsfeld richten sich wieder zirka 50% der Neutronen parallel bzw. antiparallel bezüglich des Magnetfeldes aus. Eine weitere Möglichkeit, die Polarisation der Neutronen während der Messungen zu testen, ist die Verwendung eines entmagnetisierten dünnen Weicheisenplättchens (*SHIM-Plättchen*). Beim Durchqueren der Domänenstruktur (Weiss'sche Bezirke) mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung depolarisiert der Strahl annähernd vollständig. Die folgende Tabelle demonstriert diese Eigenschaft: Ohne Magnetfelder depolarisiert der Strahl entlang seiner Flugstrecke, sodass die Zählrate nach dem Analysator etwa 200 Neutronen pro Sekunde beträgt.

| Zählraten nach dem Analysator | | | |
|---|---|---|---|
| $B_0$[G] | $B_{gf}$ [G] | Neutronen/s | SHIM |
| 0 | 0 | 198.3 | Nein |
| 0 | 9.6 | 295.8 | Nein |
| 0 | 9.6 | 199.4 | Ja |
| 429 | 9.6 | 402.0 | Nein |
| 832 | 9,6 | 197.9 | Ja |

Das Führungsfeld der Helmholtzspule $B_{gf}$ von 9.6 G bewirkt bereits ein Ansteigen der Zählrate, jedoch reicht die Restmagnetisierung des NMR Magneten von etwa 20 G nicht aus, um die Depolarisation zwischen Führungsfeld und Analysator vollständig zu verhindern. Erst ab einem zentralen Magnetfeld von etwa 200 G folgt die Ausrichtung der Neutronenspins dem äußeren Gesamtfeld adiabatisch, und die maximale Zählrate von 400 Neutronen pro Sekunde wird erreicht. Wird ein SHIM-Plätchen in den Strahlengang eingebracht, sinkt die Zählrate auf Grund der resultierenden Depolarisation des Strahls um etwa 50% (nach dem Analysator).

Detektiert wurden die Neutronen mittels eines verschiebbaren 1-Zoll Heliumdetektors (Reuter & Stokes), der über einen Vorverstärker an einen Vielkanalanalysator (MCSII) angeschlossen ist. Damit kann die Ankunftszeit der Neutronen in 8192 verschiedene Kanäle mit variabler zeitlicher Breite unterteilt werden.

### 5.1.3 Erste Resonanzmessungen in Wien

Zur Zeit der Messungen in Wien war das Vakuumgefäß noch nicht fertig gestellt. Da vom Konzept her das Vakuumgefäß jedoch die Abschirmung des Hochfrequenzfeldes übernimmt, wurde für die Tests mit verschiedenen Hilfsabschirmungen experimentiert, die jedoch nur teilweise ihren Zweck erfüllten. Als besonders anfällig gegenüber elektromagnetischen Störungen stellte sich die Messung der Reaktortemperatur heraus. Hier führt ein nicht ausreichend geschirmtes Kabel vom Reaktortank zur Reaktorwarte. In diese Leitung induzierte Radiofrequenzen wurden von der Sicherheitselektronik als Temperaturanstieg des Reaktors interpretiert, was wiederum die sofortige Abschaltung (Outlet-Temperature-Scram) zur Folge hatte. Auch die Tatsache, dass in der Reaktorhalle alle Geräte die gleiche Erde[4] benutzen, erschwerte die Abschirmung der Anlage. Als erfolgreichste Abschirmung wirkte ein gebogenes Aluminiumblech um den Resonanzkreis innerhalb des Magnetfeldes, welches nur mit dem Ausgang des Signalgenerators verbunden war.[5] Während der Resonanzkreis außerhalb der Reaktorhalle mit voller Leistung betrieben werden konnte, war trotz dieser teilweisen Abschirmung innerhalb der Halle nur ein Betrieb mit eingeschränkter Leistung möglich. Die sich daraus ergebende geringere Flip-Wahrscheinlichkeit war aber für die Bestimmung der Resonanzbedingung und den prinzipiellen Test der Komponenten ausreichend.

Für die verschiedenen Resonanzmessungen wurde der "Sweepmode" des Signalgenerators verwendet, bei der die Frequenz nach $\Delta t$ automatisch um die Schrittweite $\Delta f$ erhöht wird, bis die obere Grenze des gesetzten Sweep-Bereichs erreicht ist. Anschließend beginnt die Messung wieder bei der unteren Grenze. Zeitgleich mit dem Signalgenerator wurde die MCSII Multichannel Messung der DEPOL Anlage gestartet. Beide wurden auf eine Intervallzeit von 5 Sekunden, dem Maximum des Signalgenerators, eingestellt. Für jeweils 5 Sekunden werden die Ereignisse im Detektor addiert und danach die Speicherkanalnummer erhöht. Im Spektrum der MCSII wiederholt sich somit der gescannte Bereich während

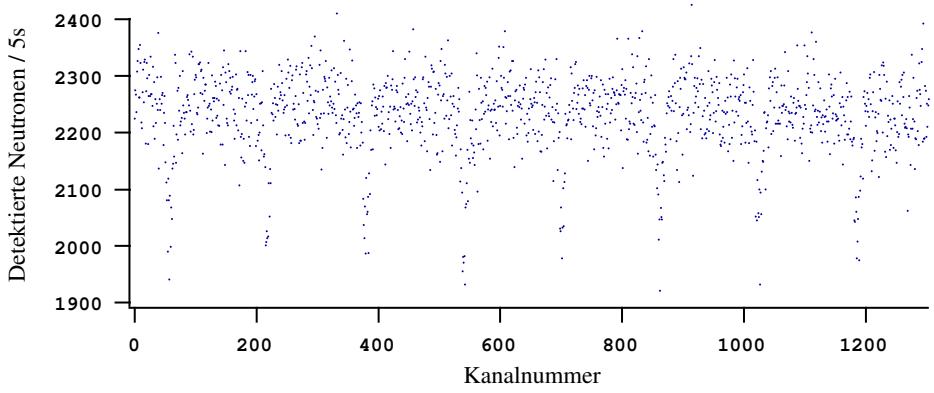



Abbildung 5.4: Die Rohdaten einer DEPOL Messung. Durch den Sweepmodus des Signalgenerators wiederholen sich entsprechende Frequenzen periodisch.

einer Messung. Über die verstrichene Zeit kann jedem Kanal der Rohdaten (Abb. 5.4) eine Frequenz zugeordnet werden, wodurch sich die verschiedenen Durchläufe addieren lassen und zu einer verbesserten Statistik führen. Der Magnet wurde für die Messung auf eine

[4] Eine früher bestehende Trennung der Stromkreise und ihrer Erden in Experimentier- und Steuerkreis wurde im Laufe der Jahre aufgehoben.

[5] Dieses Konzept entspricht auch der Funktionsweise der Abschirmung durch das Vakuumgefäß.

Spaltbreite von 9 cm eingestellt. Da sich die Hallsonde direkt an der Stirnfläche eines Magnetpoles befand und die Steuerelektronik des Magneten über die geerdeten Weicheisenpole dem elektromagnetischen Feld der Spule ausgesetzt war, kommt es zu deutlichen Abweichungen ($\approx$ 200 G) des angezeigten zum berechneten Magnetfeldes.

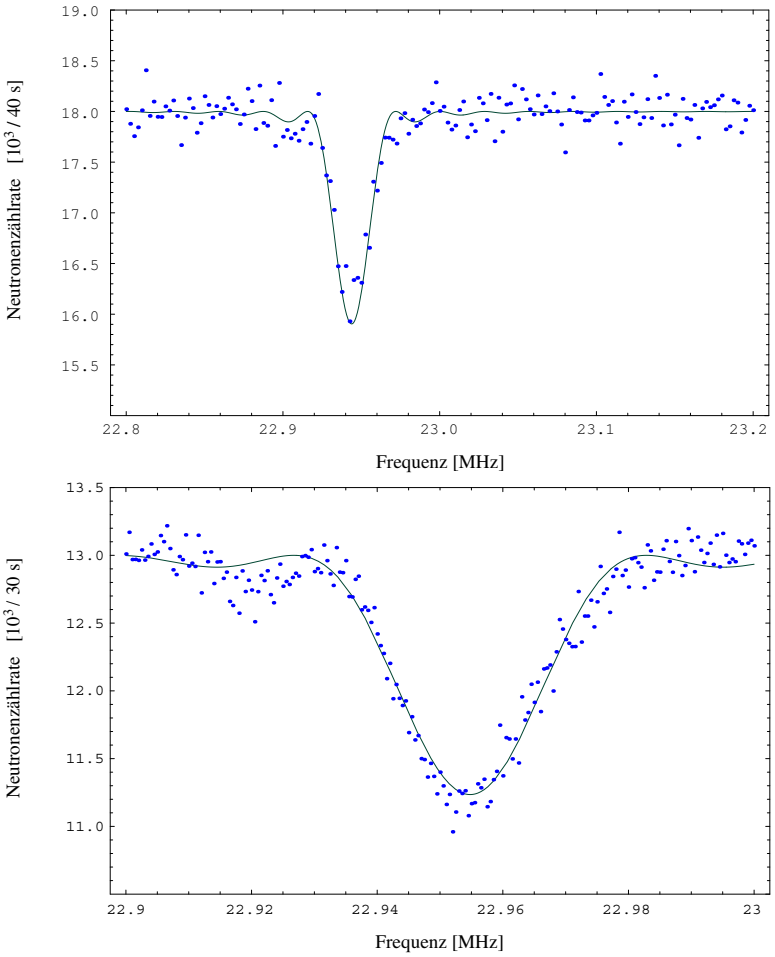



Abbildung 5.5: Oben: Resonanzbedingung (22.955 MHz) bei einem gemessenen Magnetfeld von 8086 G. Die Schrittweite betrug 2.5 kHz. Unten: Feinauflösende Messung der Resonanzbreite mit einer Schrittweite von 0.5 kHz.

| Parameter der theoretischen Kurve in Abb. 5.5 (Oben/Unten) | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $B_0$ | = | 7867 G | $B_{rf}$ | = | 2.15 G | $f_{res}$ | = | 22.944 |
| $\lambda$ | = | 1.998 Å | $l_s$ | = | 7.0 cm | 22.8 $\leq$ | $f$ | $\leq$ 23.2 MHz |
| $B_0$ | = | 7871 G | $B_{rf}$ | = | 2.33 G | $f_{res}$ | = | 22.955 |
| $\lambda$ | = | 1.998 Å | $l_s$ | = | 7.0 cm | 22.9 $\leq$ | $f$ | $\leq$ 23.0 MHz |

Vergleicht man die Messwerte mit den aus Gleichung (2.33) gewonnenen theoretischen Kurven, lässt sich bei exakt bekannter Anregungsfrequenz neben dem tatsächlich herrschenden Magnetfeld auch die effektive Länge der Resonanzspule $l_s$ sowie die Stärke des RF-Magnetfeldes $B_{rf}$ ermitteln. Die höhere Geschwindigkeit der 2 Å Neutronen wirkt sich nicht nur auf die Flip-Wahrscheinlichkeit negativ aus, sondern ändert auch die Breite der Resonanzbedingung. Dies zeigt ein Vergleich von Abb. 5.5 mit Abb. 5.13.

## 5.2 Messungen an der Neutronenquelle ISIS

Messungen an Großforschungsanlagen stellen oft besondere Anforderungen an die Geduld des Experimentators. Dies beginnt schon vor dem Einreichen eines Proposals und endet weit nach Abschluss aller Messungen. Ursprünglich waren die Messungen für die Installation von *VESTA* für den Dezember 2001 geplant. Leider legte ein landesweiter Stromausfall und die dabei verursachte Beschädigung von Transformatoren das Labor für mehrere Tage lahm, wodurch unsere Messzeit weitgehend verloren ging. Danach begann die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Erweiterung des Synchrotrons der Spallationsquelle, welche eine Bauzeit von etwa 6 Monaten benötigte. Doch auch der Ersatztermin Ende Juni brachte keine Neutronen. Die Umbauarbeiten am Synchrotron hatten eine Kette von Problemen ausgelöst, sodass der Großteil des Cycles entfallen musste. Ein weiterer Versuch, die "Commissioning Time" von IRIS im Juli 2002 für den Betrieb von *VESTA* zu verwenden, schlug ebenfalls auf Grund von Problemen an ISIS und diesmal auch IRIS fehl[6]. Erst bei einem weiteren Versuch Ende August gelang es, drei Messtage zu erhalten, wenn auch die Neutronenquelle ungewöhnlich instabil war und nur mit verminderter Leistung betrieben wurde.

### 5.2.1 Experimente mit polarisierten Neutronen

Experimente mit polarisierten Neutronen bieten eine elegante Möglichkeit die Effizienz des Neutronen Spin-Flippers zu testen und sind zum raschen Auffinden der Resonanzbedingung unerlässlich. Ihr Nachteil liegt in der verminderten Neutronenzählrate. Durch

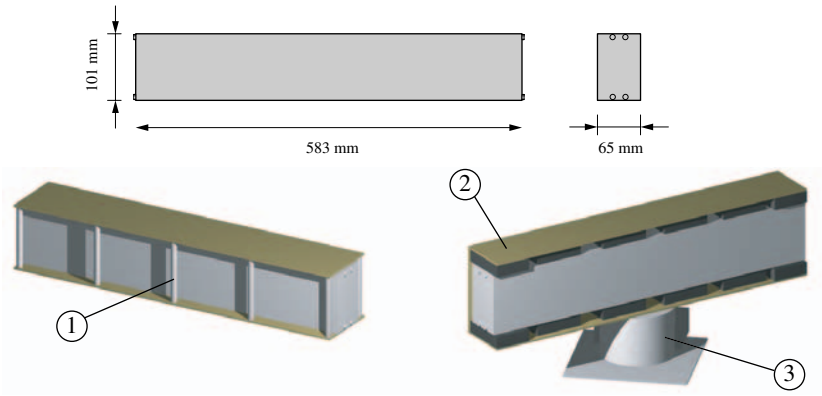



Abbildung 5.6: Die Polarisatoren und ihre Halterungen. Beide Polarisatoren werden in einem konstanten Magnetfeld gehalten, welches beim Analysator aus zwei Eisenblechen und Säulen von Neodym-Magneten (1) besteht; Der Polarisator befindet sich in einem U-Blech mit innenseitigen Magneten (2) und ist auf einem Drehtisch montiert (3).

einen Polarisator werden Neutronen einer Spinrichtung absorbiert oder gestreut, wodurch bereits 50% der Neutronen des ursprünglichen (unpolarisierten) Strahls für die Messung verloren gehen. Zusätzlich sind bei den verwendeten Polarisatoren nur etwa 50% der Eintrittsfläche für Neutronen durchlässig, wodurch sich die Neutronenzahl jeweils weiter um die Hälfte verringert. Zusammen mit der etwas verlängerten Flugstrecke ergibt sich somit eine auf etwa 1/10 reduzierte Neutronenzählrate am Ort der Detektoren. Wird für

[6]Im Anhang findet sich das außergewöhnliche Protokoll des ISIS Main Control Room (MCR) dieses Cycles, das selbst langjährige Benutzer erstaunte.

eine Messungen (z.B. diverse Justierungen) der gesamte vom Graphit-Monochromator reflektierte Neutronenpuls verwendet, ist diese Zählrate völlig ausreichend und verhindert gleichzeitig ein Überlastung der Detektoren. Speicherexperimente, die aus diesem primären Puls nur wenige Neutronen auswählen, können allerdings nur mit einem unpolarisierten Strahl effizient durchgeführt werden, da sich bei gleicher Statistik die Messzeit gemäß der verringerten Zählrate verlängert.

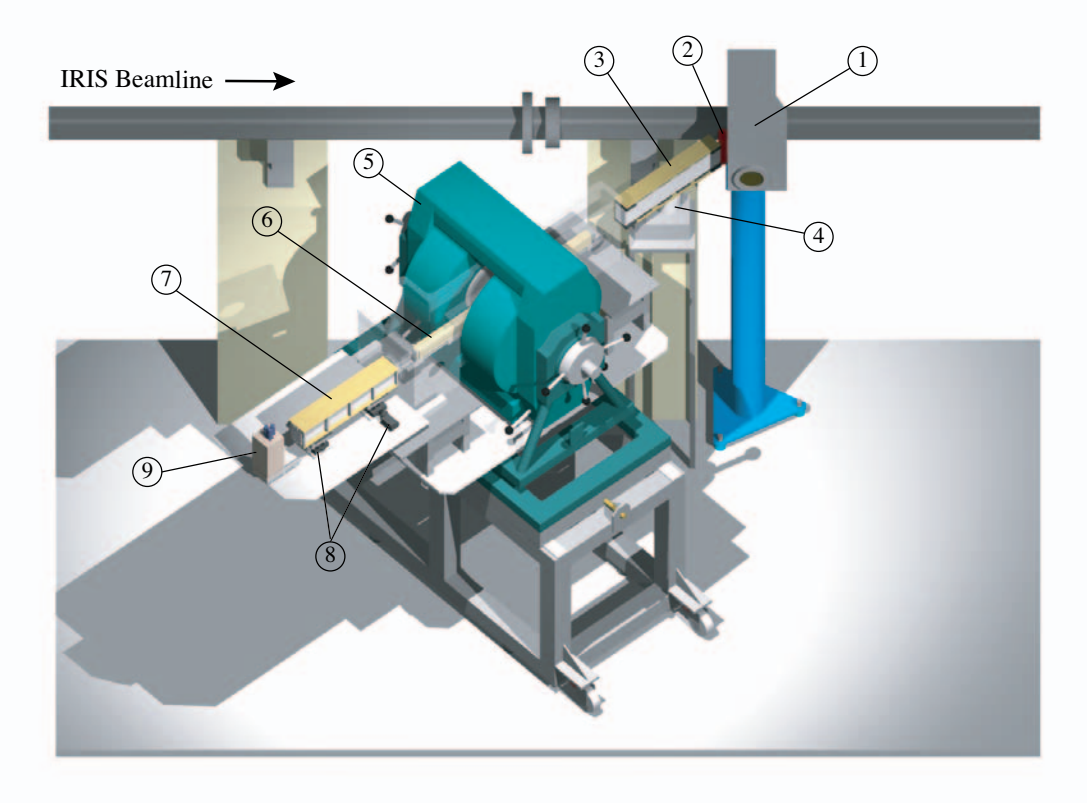



Abbildung 5.7: Adaptierung der Anlage für polarisierte Neutronen. Monochromator (1), Beam-Monitor (2), Polarisator (3), Rotationstisch (4), Magnet (5), Neutronenleiter und Speicherkristall (6), Analysator (7), Linearmotoren (8), Detektoren (9). Das Vakuumgefäß ist transparent angedeutet.

Für die Messungen mit polarisierten Neutronen musste die Anlage (vergleiche Abb.3.25) etwas adaptiert werden. Wie in Abb. 5.7 dargestellt, wurde der Polarisator (3) auf einem Rotationstisch zwischen Beam-Monitor und Eintrittsfenster des Vakuumgefäßes angebracht. Aus diesem Grund musste der Hochgeschwindigkeits-Shutter für die Dauer der Messungen entfernt werden. Der als Analysator (7) betriebene baugleiche Polarisator wurde direkt nach dem Austrittsfenster der Vakuumbox auf zwei Linear-Translationsschlitten befestigt. Die Position der Detektoren musste deswegen um etwa 70 cm entlang der z-Achse verschoben werden.

Die verwendeten polarisierenden Superspiegel (101×66×583 mm) wurden am *Paul Scherer Institut* (PSI, Schweiz) für das Nachbarexperiment OSIRIS gefertigt und uns freundlicherweise von *Ken Anderson* für die Dauer der Messungen zur Verfügung gestellt. Sie bestehen aus je 39 gebogenen Glaslagen und 38 Distanzstücken. Die Neutronen der transmittierten Spinausrichtung werden hierbei gemäß des Krümmungsradius von 39.2 m

leicht abgelenkt. Um jedoch die Justierung der Anlage nicht zu verlieren wurden beide Polarisatoren parallel zum Strahl ausgerichtet. Die Polarisatoren sollten während der Messungen in einem permanenten Magnetfeld gehalten werden. Der als Polarisator verwendete Superspiegel ist (entsprechend seiner Verwendung an OSIRIS) auf einem Rotationstisch befestigt und befindet sich in einem U-förmigen Eisenblech mit innenliegenden Magneten, welche ein Innenfeld von ca. 400 G erzeugen. Der als Analysator Betriebene wurde zwischen zwei Eisenblechen fixiert, die mittels zehn Säulen aus je dreizehn Neodym-Magneten miteinander verbunden sind. Diese Magnete (Durchmesser 8 mm, Höhe 10 mm) verfügen über ein sehr hohes Magnetfeld an ihrer Oberfläche (ca. 0.45 T) und sind vielseitig einsetzbar. Zwischen den Eisenblechen betrug das resultierende Feld 50-55 G. Die

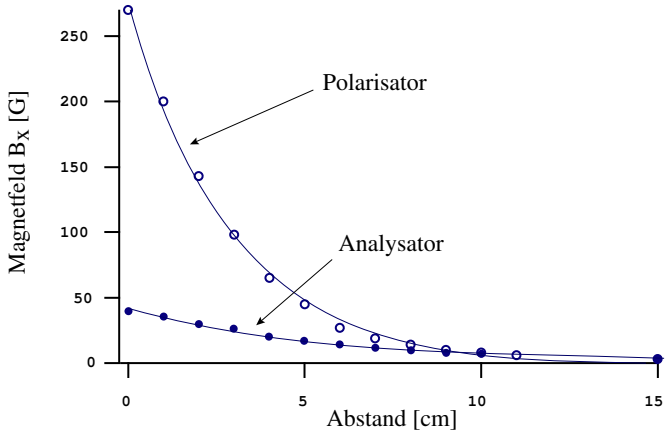



Abbildung 5.8: Das Aussenfeld $B_x$ des Analysators und des Polarisators als Funktion des Abstandes von den Stirnflächen.

Außenfelder der Polarisatoren (Abb. 5.8) dienen als Führungsfelder für die Neutronen. Im Speicher-Koordinatensystem von *VESTA* zeigen sie in -$x$-Richtung. Zusammen mit dem Streufeld des NMR-Magneten, welches am Ort der Kristallplatten etwa 50 G und an den Eintrittsfenstern des Vakuumgefäßes ca. 16 G in $z$-Richtung beträgt (vergleiche Abb. 4.8), reichen sie aus, damit die Neutronen keinen feldfreien Raum passieren und der Neutronenspin dem resultierenden Feld adiabatisch folgen kann. Beide Außenfelder klingen rasch ab und betragen im Abstand von 25 cm weniger als 2 G. Nachdem das Vakuumgefäß (unter Verwendung von Pinhole-Blenden an Eintritts- oder Austrittsfenster) bezüglich des Neutronenstrahls justiert war, wurden die Polarisator-Superspiegel eingerichtet. Im Falle des Polarisators geschah dies mit seinem Rotationstisch (2000 steps $\cong 1°$), für die Justierung des Analysators wurden die Schrittmotoren der Neutronenleiterjustierung (Abb. 4.36) verwendet, die in einem Abstand von etwa 345 mm mit entgegengesetzten Fahrtrichtungen unter dem Analysator angebracht wurden. Hierbei entspricht eine Bewegung von 3 mm beider Motoren (jeweils beide positiv oder beide negativ) in etwa einem Drehwinkel von 1°. In Abb. 5.9 ist die Neutronenzählrate (detektierte Neutronen pro 10 Sekunden) als Funktion des Rotationswinkels in Grad wiedergegeben. Der Nullpunkt der Skala entspricht dem Anfangswert der Justierung. Zu beachten ist, dass sich der Polarisator vor dem Vakuumgefäß befindet, wogegen der Analysator kurz vor den Detektoren montiert ist. Dies spiegelt sich in der unterschiedlichen Breite der Messkurven der baugleichen Polarisatoren wider. Beide Superspiegel wurden auf das Maximum des Gauss-Fits eingestellt.

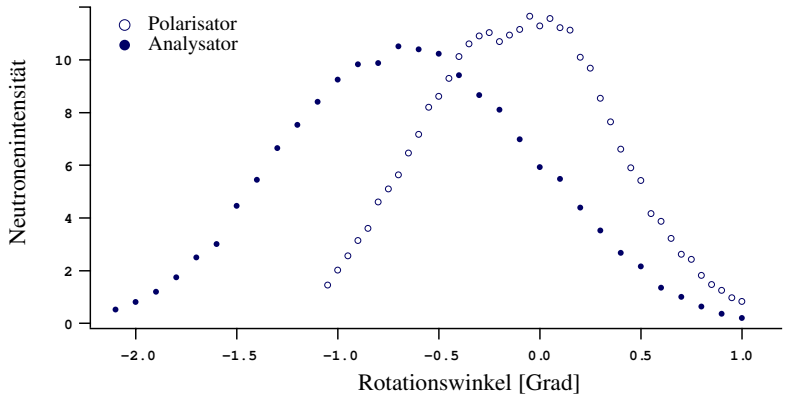



Abbildung 5.9: Justierung der Superspiegel: Die Zählrate als Funktion des Rotationswinkels. Der Wert 0° bezieht sich auf die Anfangsposition bei der Messung.

### 5.2.2 Flugzeit Messungen

Wie in den Abschnitten 3.3 und 4.7.1 beschrieben, verwendet *VESTA* die an ISIS übliche Datenerfassungselektronik. Die detektierten Neutronen werden gemäß der *Time-Of-Flight* (TOF) Methode entsprechend ihrer Ankunftszeit in verschiedene Zeitkanäle gezählt. Die Breite dieser Kanäle ist softwaremäßig einstellbar und beträgt üblicherweise 10 $\mu s$ in der untersuchten Region[7]. Der Nullpunkt der Zeitachse entspricht dem Entstehungszeitpunkt der freien Neutronen im Spallationstarget[8], die Detektionszeit ist durch ihre kinetischen Energie nach dem Moderator und die Flugstrecke bis zu den Detektoren bestimmt. Die Flugstrecke der Neutronen vom Moderator bis zum Graphit-Monochromator entlang der IRIS Beamline ist in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, die weitere Flugstrecke ist in Abb. 5.10 dargestellt.

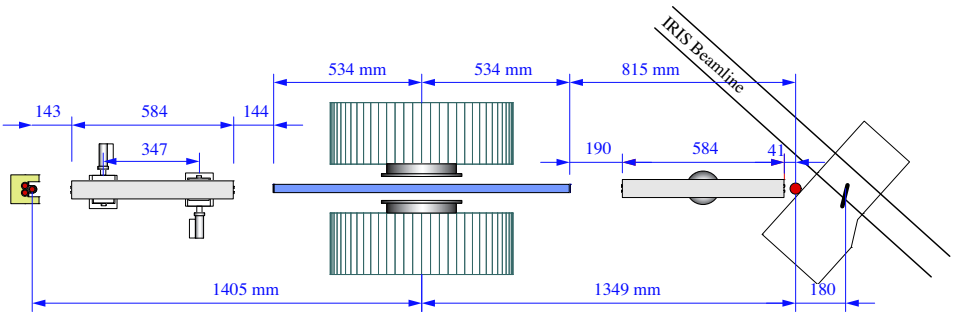



Abbildung 5.10: Flugstrecken der Neutronen im Aufbau für polarisierte Neutronen. Von rechts nach links: Graphit Monochromator, Beam Monitor, Polarisator, Speicherkristall mit Spinflipper im Magnetfeld, Analysator, Detektoren.

Nach dem Graphit- Monochromatorkristall treffen die Neutronen beim Beam-Monitor ein. Wie in Abb. 5.11 dargestellt, liegt hierbei das Puls-Maximum bei einer Zeit von 50.045 ms, die Halbwertsbreite beträgt etwa 400 $\mu s$. Entsprechend der weiteren Flugstrecke von 135 cm durchqueren die Neutronen bei 52.215 ms (Pulsmaximum) die Mitte

[7] Bei langen Speicherzeiten müssen die mittleren Zeitkanäle oft breiter gewählt werden um mit der vorhandenen Anzahl an Kanälen auszukommen. Siehe auch Abschnitt 3.7 aus [38].

[8] Genau genommen dem korrespondierendem SMP Signal.

des Spin-Flippers, um nach insgesamt etwa 275 cm bei einer Zeit von 54.470 ms am Hauptdetektor einzutreffen. Die absolute Höhe der einzelnen Signale (Counts/microsecond) ist

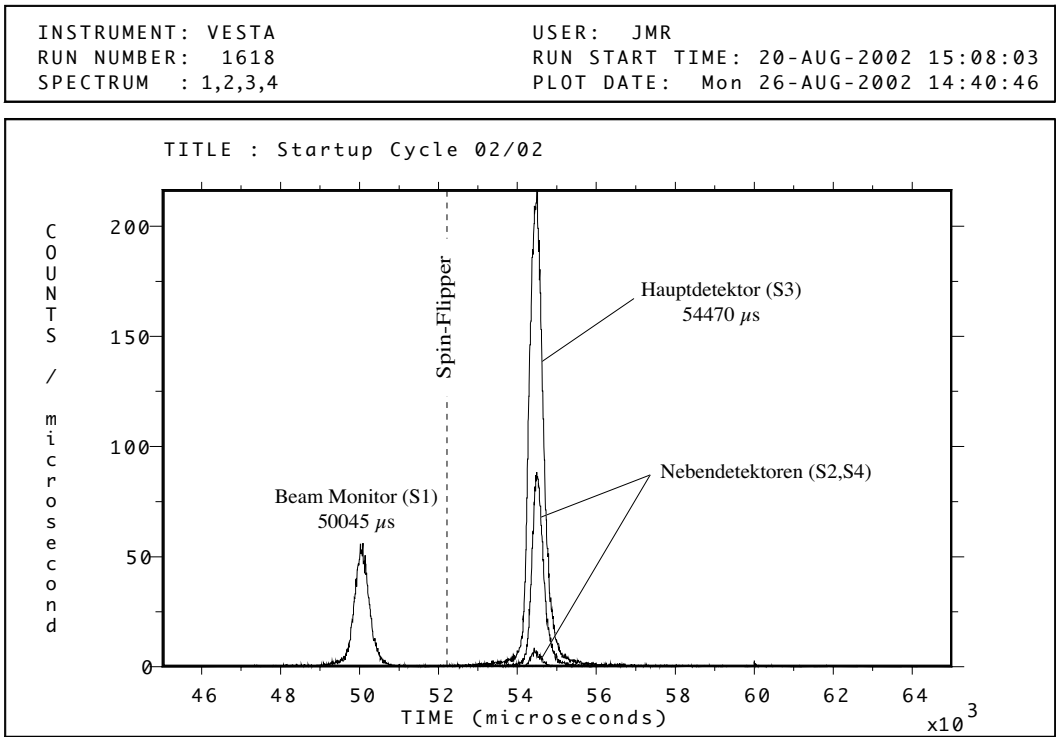



Abbildung 5.11: Time-Of-Flight Spektrum. Die Detektionszeit der annähernd monoenergetischen Neutronen in den verschiedenen Detektoren spiegelt ihre Flugstrecke gemäß den in Abb. 5.10 angegebenen Werten dar. Der Zeitpunkt an dem die Neutronen den Spin-Flipper durchqueren, ist angedeutet. Der wiedergegebene Zeitrahmen von 20 ms wiederholt sich entsprechend der 50 Hz Frequenz von ISIS.

durch die Anzahl der Durchläufe (Frames) und somit durch die Messzeit bestimmt. Die relative Höhe der Signale ist durch die Art der Detektoren[9] sowie ihre Position im Strahlgang bestimmt. Während der Low-Efficiency Beam-Monitor die meisten Neutronen durchlässt, absorbieren die $^3$He-Zählrohre nahezu jedes eintreffende Neutron. Die Nebendetektoren (`S2`, `S4`) befinden sich schräg hinter dem Hauptdetektor (`S3`), welcher durch seine zentrale Position im Strahlgang die meisten Neutronen detektiert. Während für Justierungen normalerweise nur der Hauptdetektor verwendet wird, wird für Speichermessungen meistens die gesamte Intensität (`S3+S2+S4`) in Betracht gezogen. Da sich der Beam-Monitor vor der Messanlage befindet und somit die von der Quelle eintreffende Neutronenzahl wiedergibt, werden einzelne Messungen innerhalb einer Serie auf diesen Monitor normiert. Es wird hierzu das Integral zwischen 49 und 51 ms verwendet. Durch oftmals notwendige Änderungen im Strahlgang (Entfernen der Polarisatoren, Anbringen von Blenden etc.) können die Signalhöhen verschiedener Meßserien jedoch nicht direkt miteinander verglichen werden.

[9] Die unterschiedlichen Detektoren sind im Abschnitt 4.7 beschrieben.

### 5.2.3 Bestimmen der Resonanzbedingung

Die Resonanz-Beziehung zwischen Frequenz und statischem Magnetfeld ist durch Gleichung (2.33) gegeben. Die Bestimmung der Resonanzbedingung kann, wie in Abschnitt 2.2.3 behandelt, sowohl durch Variation der Anregungsfrequenz $f_{res}$ oder durch Variation des statischen Magnetfeldes $B_0$ ermittelt werden.[10] Im folgenden werden beide Messarten demonstriert. In einem zweiten, unabhängigen Schritt kann danach der Spulenstrom (Amplitudenbedingung, siehe nächster Abschnitt) angepasst werden.

Als Ausgangspunkt für die Messung der Resonanzbeziehung dient der aus (2.33) berechnete Wert (23.05 MHz $\rightleftarrows$ 7903 G). Jedoch ist zu beachten, dass die Messung des Magnetfeldes außerhalb des Vakuumgefäßes (nahe dem Polschuh) stattfindet, und sich somit eine Abweichung $\Delta B$ des angezeigten Wertes zum tatsächlichen Feld am Ort der Spule ergibt. Zusätzlich kann noch eine systematische Abweichung der Hallsonde bestehen, wodurch der Korrekturterm abhängig von dem angelegten Magnetfeld sowie von der Temperatur wird. Somit ergibt sich die Gleichung für die Resonanzbedingung der Anlage zu (5.1), in der $\Delta B[B,T]$ die anlagenspezifische Korrektur des gemessenen Magnetfeldes widerspiegelt.

$$f_{res} = \frac{2\mu_n(B_0 + \Delta B[B,T])}{h} \tag{5.1}$$

Für die folgenden Messungen wurde der Ausgang der Diskriminatorkarte des Hauptdetektors (Vesta1, `S3`) mit einem Zähler (Philips PM665 timer/counter) verbunden und die Impulse für je 10 Sekunden addiert. Es ergab sich eine Zählrate von ca. $10^5/10$ s. Ist die Resonanzbedingung erfüllt, werden Neutronen, deren Spin invertiert wurde, vom Analysator absorbiert, wodurch die Zählrate sinkt. Die Zählrate als Funktion des Magnetfelds $B_0$

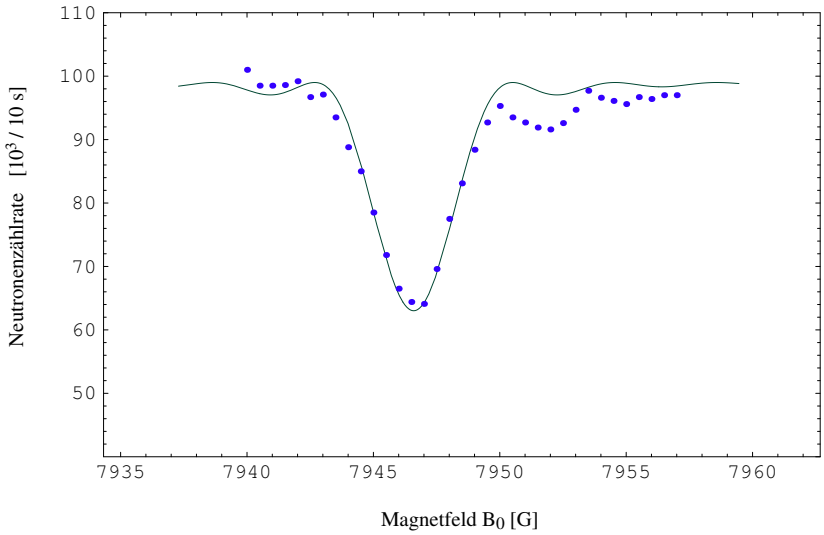



Abbildung 5.12: Die Resonanzbedingung als Funktion der Magnetfeldes $B_0$ bei einer konstanten Anregungsfrequenz von 23.05 MH. Die Messwerte (Punkte) werden mit der Formel für die Resonanzbedingung (2.33) verglichen.

[10] Da eine Variation der Frequenz auch den Strom innerhalb des RLC-Kreises beeinflusst, liegt es nahe die Frequenz auf einem optimalen Wert bezüglich des Schwingkreises einzustellen und konstant zu halten, jedoch erlaubt die Güte des Schwingkreises auch die Anregungsfrequenz in einem kleinen Bereich (einige kHz) zu verändern.

ist in Abb. 5.12 wiedergegeben. Das statische Magnetfeld wurde hierbei mittels des BH15 Feinpotentiometers in 0.1 G Schritten erhöht, die Anregungsfrequenz betrug konstante 23.05 MHz. Zusätzlich wurde noch ein Scan über die Frequenz durchgeführt. Abb. 5.13

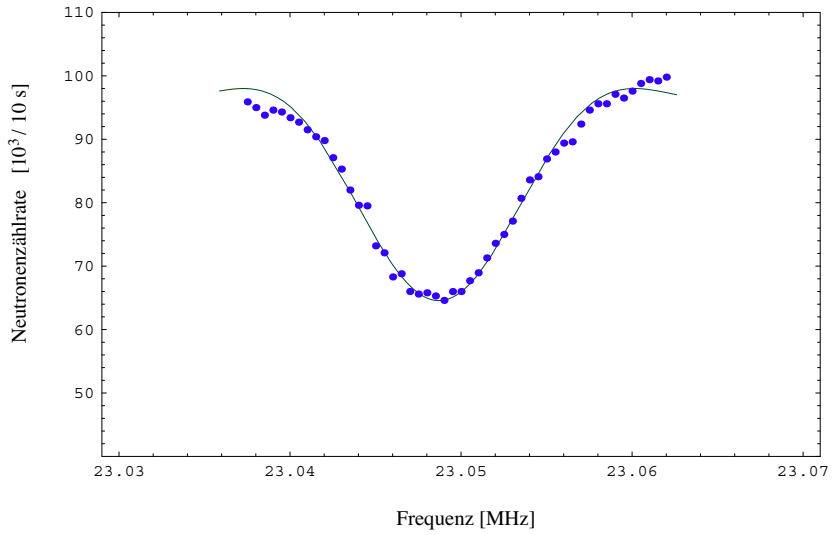



Abbildung 5.13: Die Resonanzbedingung als Funktion der Frequenz. Das statische Feld $B_0$ betrug 7946 Gauss. Die Messwerte (Punkte) werden mit der Formel für die Resonanzbedingung (2.33) verglichen.

zeigt die Neutronenzählrate als Funktion der Anregungsfrequenz bei konstantem Magnetfeld (7946 G). Die Frequenz wurde mit Hilfe des Drehrades am Signalgenerator SMY01 in 0.5 kHz Schritten erhöht. Eine automatische Messung mit Sweep Mode des BH15 oder des Signalgenerators war aufgrund der Instabilität der Neutronenquelle nicht möglich. Vergleicht man die Messwerte mit den theoretischen Kurven gewonnen aus (2.32), lässt sich neben dem Wert für $\Delta B$ auch die Stärke des Magnetfelds $B_{rf}$ innerhalb der Resonanzspule sowie ihre effektive Spulenlänge $l_s$ bestimmen. Die folgende Tabelle gibt die für die theoretischen Kurven aus Abb. 5.12 und Abb. 5.13 verwendeten Parameter wieder.

| Fitparameter der Abb. 5.12 (Variation Magnetfeld) | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $f_{res}$ | = | 23.05 MHz | $B_f$ | = | 1.65 G | $\Delta B$ | = | 43 G |
| $\lambda$ | = | 6.2712 Å | $l_s$ | = | 5.4 cm | 7930 $\leq$ | $B_0$ | $\leq$ 7970 G |
| Fitparameter der Abb. 5.13 (Variation Anregungsfrequenz) | | | | | | | | |
| $B_0$ | = | 7946 G | $B_f$ | = | 1.6 G | $\Delta B$ | = | 43 G |
| $\lambda$ | = | 6.2712 Å | $l_s$ | = | 5.4 cm | 23.03 $\leq$ | $f_{res}$ | $\leq$ 23.07 MHz |

Somit ergibt sich die Resonanzbedingung der Anlage sowie $\Delta B$ zu :

$$23.05 \text{ MHz} \rightleftarrows 7946 \text{ G} \Rightarrow \Delta B_{7946} = 43 \text{ G} \tag{5.2}$$

Vergleicht man diesen Wert mit einem früher gewonnenen Messwert (23.9 MHz $\rightleftarrows$ 8242 G), kann als "Faustformel" zum Finden der Resonanzbedingung folgende Gleichung verwendet werden:

$$B_0 \text{ [G]} = 348.24 * f \text{ [MHz]} - 80.82$$

Hierbei ist aber zu beachten, dass diese Formel nur für den momentanen Versuchsaufbau gültig ist und dass bei Veränderungen (etwa der Hallsondenposition) ausgehend von Gleichung (2.33) eine neuerliche Kalibrierung der Anlage durchgeführt werden muss.

### 5.2.4 Bestimmen der Amplitudenbedingung

Nach erfolgreicher Bestimmung der Resonanzfrequenz kann man sich der Amplitudenbedingung (2.34) widmen. Der Strom im Resonanzkreis lässt sich derzeit jedoch nicht direkt bestimmen und einstellen. Neben den Kenndaten des Resonanzkreises hängt er auch von der Impedanzanpassung der Anregung, der Symmetriebox, dem Einfluss des Vakuumgefäßes und dergleichen ab. Kontrolliert verändert werden kann die Ausgangsspannung des Signalgenerators $U_{sg}$ sowie die Verstärkerleistung. Da der verwendete Verstärker nur über eine sehr grobe Skala verfügt, erfolgt die Feineinstellung über den Signalgenerator. Hierbei ist zu beachten, dass die gewählte Ausgangsspannung nicht einen Wert von 300 mV überschreitet, da der Signalverstärker eine Nenn-Eingangsleistung vom 1 mW besitzt. Das in der Spule herrschende Magnetfeld ergibt sich durch Bestimmung eines Skalierungsfaktor, mittels Gleichung (2.34).

Die folgende Messung wurde bei der Resonanzfrequenz von 23.05 MHz und einem gemessenen Magnetfeld von 7942 G durchgeführt. Der Signalverstärker wurde auf Stufe “8” eingestellt. Das SWR Meter zeigte bei 150 mV Signalausgang 60 W emittierte und 15 W reflektierte Leistung an[11]. Wie in Abb. 5.14 ersichtlich, folgt die Flip-Wahrscheinlichkeit der theoretischen Kurve, bis sie bei etwa 120 mV unter den Erwartungen bleibt.

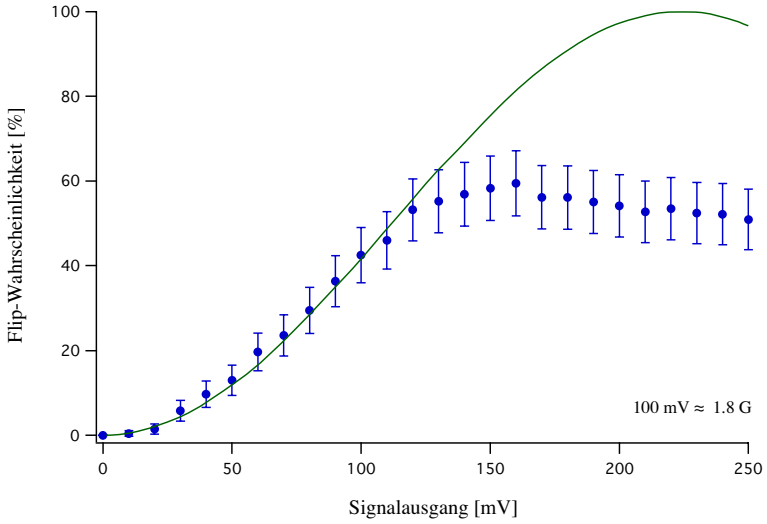



Abbildung 5.14: Die Flip-Wahrscheinlichkeit als Funktion der Spannung des Signalgeneratorsignals in der Resonanzbedingung.

| Parameter der Fitfunktion | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $f_{res}$ | = | 23.05 MHz | $B_f$ | = | mV/55.587 | $B_0$ | = | 7903G |
| $\lambda$ | = | 6.2712 Å | $l_s$ | = | 5.4 cm | | | |

Eine Erklärung könnte sowohl in der Überschreitung der Durchschlagsspannung als auch in der Qualität des Resonanzkreises liegen. Eine weitere Ursache dürften Wirbelströme sein, die in den Magnetfeldfenstern des Vakuumgefäßes induziert werden. Neben einer besseren Isolierung des Kondensators und der Spule sollte eine Überarbeitung des Prototypen-Schwingkreises erfolgen, um die Leistungsaufnahme zu verbessern.

[11] Wie in Abschnitt 4.3.1 behandelt, dürfen diese Werte nur als Anhaltspunkt betrachtet werden

Aus der obigen Messung lässt sich eine Relation der Signalspannung zum Magnetfeld $B_{rf}$ gewinnen. Angemerkt sei, dass sich diese Umrechnung nur auf exakt diesen Aufbau bei der gewählten Verstärkungsstufe bezieht, weswegen sie hier nur als Anhaltspunkt für weitere Optimierungen angegeben wird.

$$B_{rf}[\mathrm{G}] = \frac{U_{sg}[\mathrm{mV}]}{55.587}$$

### 5.2.5 Kontinuierlicher Betrieb des Spin-Flippers

Der kontinuierliche Betrieb des Spin-Flippers diente bereits zur Bestimmung und Optimierung der Flip-Wahrscheinlichkeit. Für diese Versuche ist der Einbau des Speicherkristalls nicht unbedingt notwendig. Befindet sich der Silizium-Perfektkristall allerdings im Strahlengang, kommt es auch bei kontinuierlich betriebenem Spin-Flipper zur Neutronenspeicherung.

#### Neutronenspeicherung mit kontinuierlich betriebenem Spin-Flipper

Passiert ein Neutronenpuls den Spin-Flipper, wird gemäß der eingestellten Wahrscheinlichkeit (im demonstrierten Versuch 40%) ein Teil der Spins invertiert und somit die Energie dieser Neutronen in den speicherbaren Bereich verschoben. Nach der Reflexion am ersten Kristallspiegel durchqueren die Neutronen neuerlich den Flipper, wobei diesmal die Spininvertierung unerwünscht ist. Erst nach Reflexion an der zweiten Spiegelplatte soll wiederum eine Energieänderung erfolgen. Dies führt zu der Tatsache dass nur etwa 10% der speicherbaren Neutronen nach einer kompletten Traverse den Detektor erreichen.[12] Diese

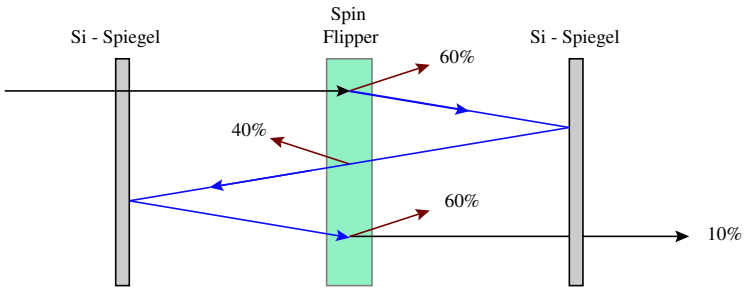



Abbildung 5.15: Prinzip des Speicherns mit kontinuierlich betriebenem Spin-Flipper. Bei einer Flip-Wahrscheinlichkeit von 40% erreichen etwa 10% der speicherbaren Neutronen den Detektor nach der ersten Traverse.

Betriebsart stellt keine “aktive” Speicherung von Neutronen dar, bei der das Befüllen und Entleeren des Speichers kontrolliert wird, sondern eine “passive” Neutronenspeicherung. Vergleichbar ist dies mit einem System halbdurchlässiger Spiegel, zwischen denen ein Teilchen reflektiert wird, bis es gemäß der Transmissionswahrscheinlichkeit der Spiegel entkommt. Diese Messung kann jedoch zur Kontrolle der verwendeten Komponenten (insbesonders der Position des Speicherkristalls) sowie zur Demonstration des Prinzips der Energieänderung durch den Radio-Frequenz Flipper in homogenen Magnetfeldern dienen. Sie stellt auch gleichzeitig die erste an *VESTA*-II durchgeführte Neutronenspeicherung dar und sei deswegen in Abb. 5.16 wiedergegeben.

[12] Ein Maximum von 14.8% ergibt sich übrigens bei einer Flip-Wahrscheinlichkeit von 66.6%.

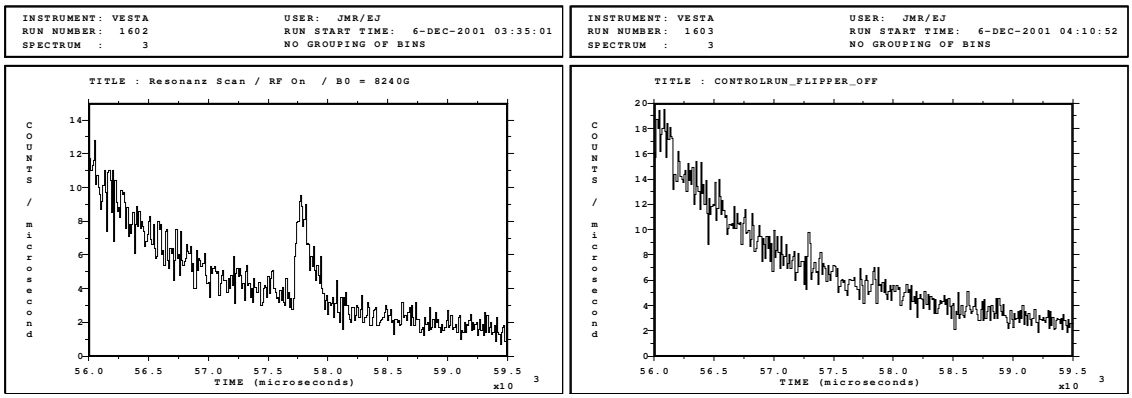



Abbildung 5.16: Erste mit der neuen Anlage gespeicherte Neutronen. Links: Neutronen nach einer Traverse erreichen den Detektor bei 57.5 ms. Rechts: Kontrollversuch mit ausgeschaltetem Flipper. Da keine Neutronenspins invertiert werden, ist die Zählrate nach dem Analysator höher, es fehlt jedoch das Speichersignal.

Passiv gespeicherte Neutronen erscheinen bezüglich des bei 54.4 ms eintreffenden Hauptpulses gemäß ihrer um etwa zwei Meter verlängerten Flugbahn im TOF Spektrum um 3.3733 ms verzögert. Deutlich ist ihr Signal an der abklingenden Flanke des Hauptpulses zu erkennen. In der Kontrollmessung mit ausgeschalteter Flipper-Anregung fehlt dieses Signal. Gleichzeitig ist die gesamte Zählrate erhöht, da es nun zu keiner teilweisen Änderung der Spinausrichtung durch den Flipper kommt. Neutronen, deren Spin invertiert wurde, werden ja vom Analysator absorbiert, wodurch die Zählrate erniedrigt wird.

### 5.2.6 Synchronisierter Betrieb des Spin-Flippers

Der mit dem Eintreffen der Spallationsneutronen synchronisierte Betrieb des Spin-Flippers stellt die eigentliche Betriebsart von *VESTA* dar. In ihr kann der Ein- und Ausschaltzeitpunkt für den Flipper frei gewählt und somit an die gewünschte Messung angepasst werden. Dies geschieht über die in Abschnitt 4.3.5 beschriebene Unterdrückung der Resonanzkreisanregung. Der Zeitpunkt und die Dauer dieser Unterdrückung wird mittels der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Synchronisationselektronik (SCE) bestimmt. Die Dauer des Spin-Flipper Betriebes kann in zwei verschiedenen "Moden" eingestellt werden. Im so genannten "Toggle-Modus" wird die Anregung des Flippers mittels zweier unabhängiger Signale freigegeben bzw. unterdrückt. Die Dauer des Flipperpulses ist somit frei für jeden Puls wählbar. Mit ihr lassen sich Speicherungen wie in Abb. 2.26 dargestellt realisieren, bei der das System mit zwei oder mehreren Neutronenpulsen gefüllt wird, die mittels eines langen Flipperpulses gemeinsam wieder entlassen werden. Im sogenannten "Puls-Modus" wird die Dauer des freigegebenen Anregungssignals mittels eines Potentiometers in der Signalkonverter-Box für alle Pulse gleich eingestellt. Der Vorteil liegt in der Tatsache, dass nur die Hälfte der Signale benötigt wird. Daher eignet sich diese Methode besonders für die gleichzeitige Speicherung mehrerer Neutronenpulse. Im folgenden werden beide Betriebsarten demonstriert.

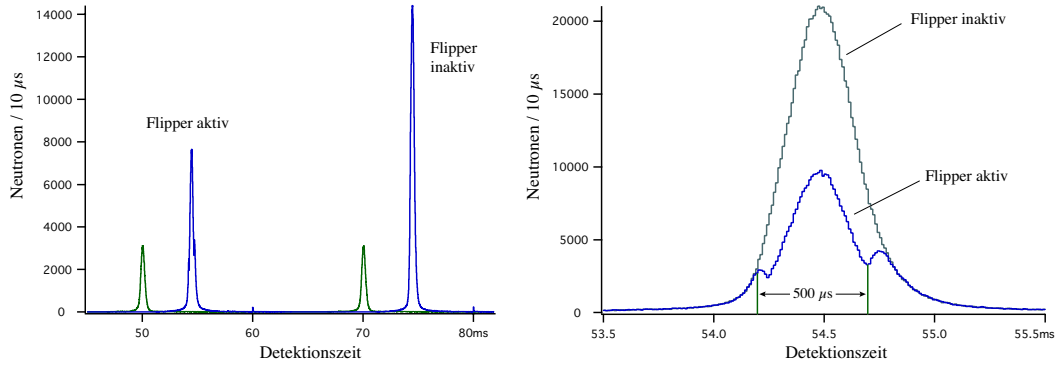



Abbildung 5.17: Die Wirkungsweise des gepulsten Spin-Flippers. Der Flipper wird für 500 $\mu$s während des ersten eintreffenden Pulses betrieben. Der nachfolgende Puls kann als Referenz herangezogen werden und ist rechts mit einem zeitlichen Offset von -20 ms grau eingezeichnet. Der Monitor (grün) befindet sich vor dem System, sodaß seine Zählrate unbeeinflußt bleibt.

### Demonstration des Toggle-Modus

Die Wirkungsweise des Toggle-Modus kann durch den Versuch #1634 demonstriert werden, in dem zwei aufeinander folgende ISIS Pulse unterschiedlich beeinflusst werden. Während sich der bei 54 ms eintreffende Neutronenpuls im Spin-Flipper befand, wurde die Anregung für 300 $\mu$s freigegeben. Bei dem nachfolgendem Puls (bei 74 ms) betrug die Zeitspanne zwischen den Signalen 500 $\mu$s. Deutlich ist das An- und Abklingverhalten des Resonanzkreises zu sehen. Als Referenz ist der Versuch #1624 grau eingezeichnet, bei dem der Flipper nicht in Betrieb war.

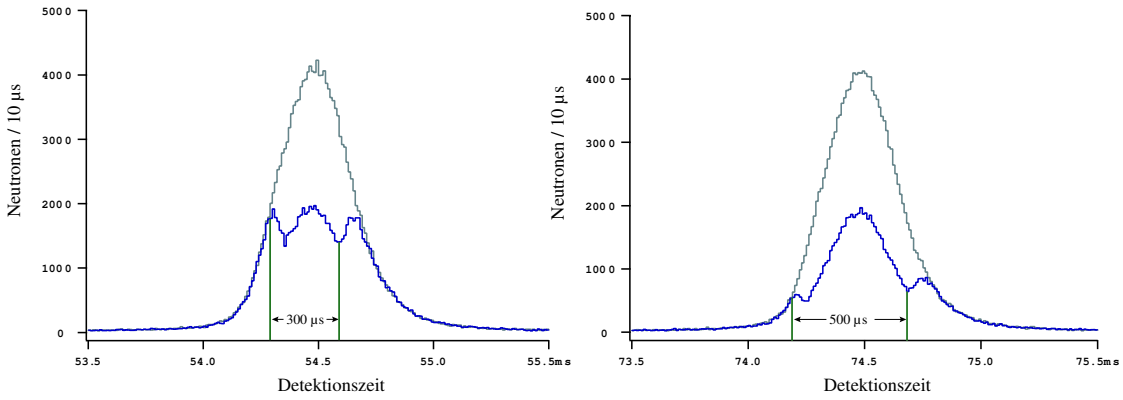



Abbildung 5.18: Betrieb des Flippers während zwei aufeinanderfolgender Pulse einer Messung. Im Toggle-Modus kann die Pulslänge beliebig gewählt werden. In diesem Beispiel wurde der Flipper 300 $\mu$s während des ersten, und 500 $\mu$s während des nachfolgenden Pulses betrieben. Grau die Referenzmessung ohne Spin-Flipper.

### Demonstration des Puls-Modus

Die Demonstration des Puls-Modus wurde genutzt, um die Flexibilität und Geschwindigkeit der Anlage zu testen. Wie bereits erwähnt, wird in diesem Modus die Dauer des Spin-Flippersignals hardwaremäßig (Potentiometer) auf eine geeignete Länge eingestellt. In den Versuchen #1653 und #1655 bis #1657 wurde der Flipper zweimal während des gleichen Spallationspulses betrieben. Der Abstand zwischen den ansteigenden Flanken dieser Pulse kann hierbei softwaremäßig mittels des Parameters $t_{21}$ frei gewählt werden.

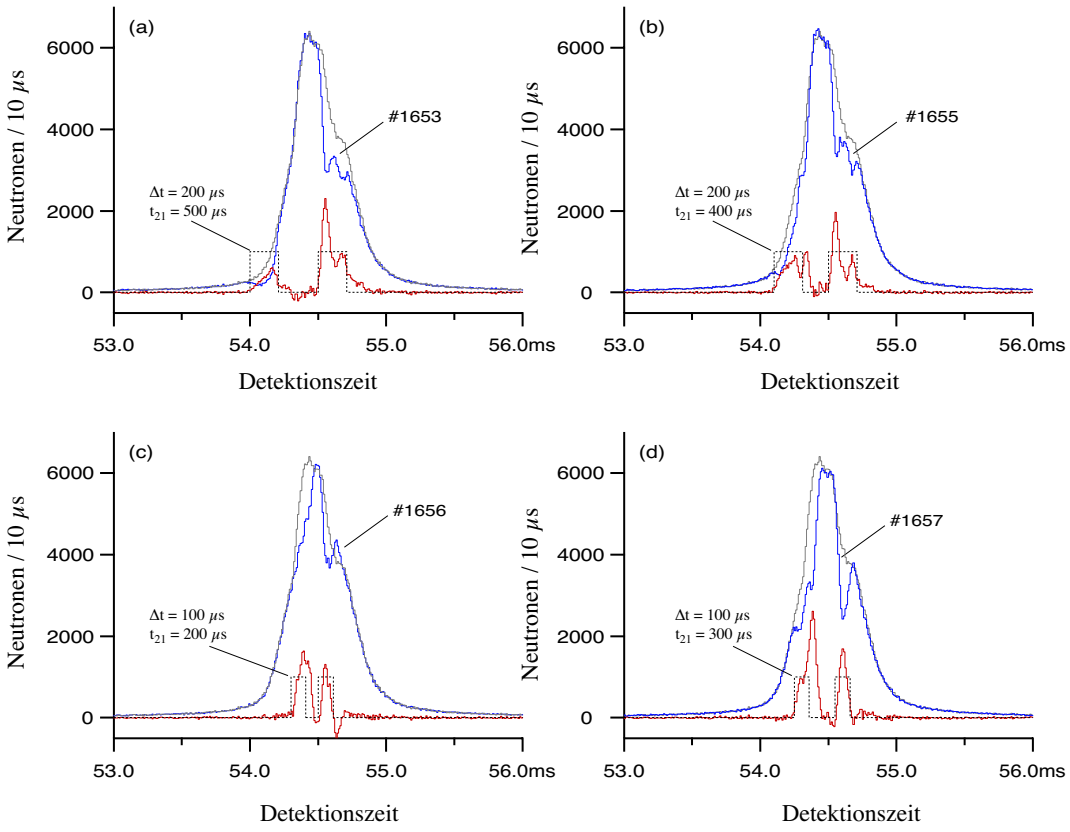



Abbildung 5.19: Demonstration des Puls-Modus. Der Spinflipper wurde jeweils zweimal während eines ISIS Pulses aktiviert. Die höhere graue Kurve entspricht der Leermessung, die blaue Kurve der Messung mit aktivem Spin-Flipper. Die rote Kurve stellt die auf den Beam-Monitor normierte Differenz der Messkurven dar. Zusätzlich ist das Ansteuerungssignal des Flippers mit einem Offset von +2.22 ms eingezeichnet. $\Delta t$ gibt die Dauer, $t_{21}$ den Abstand zwischen den ansteigenden Flanken der Flipperpulse wieder.

Standardmäßig (50 Hz Betrieb) treffen die von ISIS stammenden Neutronenpulse alle 20 ms ein, womit $t_{21}$ während des Befüllens des Speichers für Mehrfachpuls-Speicherung in der Regel ein ganzzahliges Vielfaches dieser Zeit betragen wird (z.b. 40 oder 80 ms). Um hierbei bereits gespeicherte Neutronenpulse nicht zu beeinflussen, stellt die gewählte Dauer von etwa 200 $\mu$s eine realistische Anforderung dar. In Abb. 5.19 ist das Ergebnis dieser Versuche zusammengefasst. Die höhere (graue) Messkurve stellt die Referenzmessung #1654 ohne Spin-Flipperbetrieb dar. Zusätzlich zu der Messkurve mit Spin-Flipper (blau) ist auch die auf den Monitor normierte Differenz dieser Messkurven gezeichnet

(rot). Das Ansteuerungssignal des Flippers (gestrichelte Linie) wurde entsprechend der Flugstrecke zwischen Flipper und Detektor mit einem zeitlichen Offset von +2.22 ms eingezeichnet. Die Dauer des Pulses war bei (a) und (b) auf 200 $\mu$s, bei (c) und (d) auf 100 $\mu$s eingestellt. Auf Grund von Problemen mit der Durchschlagsspannung im Vakuum war die Flip-Wahrscheinlichkeit erniedrigt. Jedoch wurde demonstriert, dass auch sehr kurze Schaltzeiten realisiert werden können und somit die gleichzeitige Speicherung von mehreren Neutronenpulsen möglich wird.

### 5.2.7 Speicherergebnisse mit polarisierten Neutronen

Der für die vorhergehenden Messungen verwendete Versuchsaufbau wurde auch für die erste aktive Speicherung von Neutronen verwendet. Diese Messung lässt sich noch nicht direkt mit den an *VESTA* Typ I erzielten Resultaten vergleichen, da die Anzahl der pro Puls (Frame) zur Speicherung verfügbaren Neutronen durch die verwendeten Polarisatoren um etwa eine Größenordnung vermindert war. Eine weitere Einschränkung ergibt

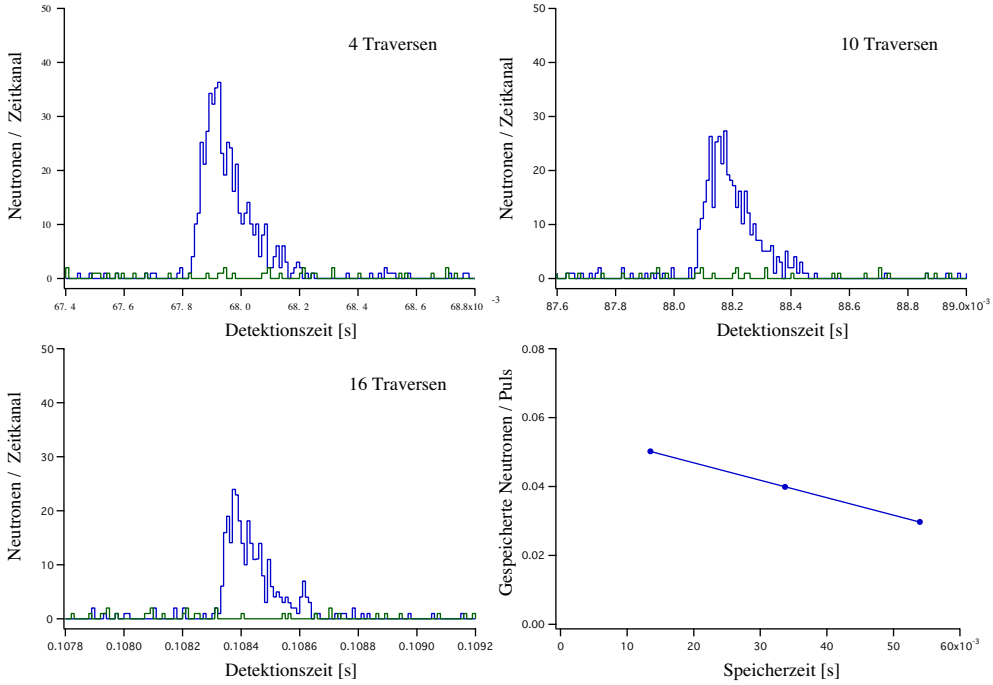



Abbildung 5.20: Speicherung polarisierter Neutronen. Die auf den Monitor normierten Messwerte der Speichermessungen (blau) sowie die Vergleichsmesung (grün) ohne Spin-Flipper. (Run #1639).

sich durch die nicht abgeschlossene Justierung des Neutronenleiters. Zum Zeitpunkt dieser Messungen wurden die für die Justierung des Neutronenleiters vorgesehenen Linearmotoren für die Justierung des Analysators verwendet. Der Neutronenleiter befand sich somit nur grob justiert zwischen den Silizium-Kristallspiegeln. In Anbetracht der sehr knappen Messzeit, die weder eine Justierung des Leiters noch die dafür nötigen Umbauarbeiten zugelassen hat, wurde die Speicherung auf 3 Werte bis zu einer maximale Speicherzeit von 54 ms begrenzt. Dies erscheint vor allem deshalb als sinnvoll, als es sich bei Kristall und Neutronenleiter um bereits in *VESTA* -I verwendete Komponenten handelt. Da das Verhalten des Speichersysteme bei längeren Speicherzeiten nur von diesen beiden Komponenten und

ihrer Ausrichtung zueinander abhängt, nicht jedoch von der Art des Befüllmechanismus, sollten sich die in Abschnitt 3.3.1 wiedergegebenen Erkenntnisse direkt auf die neue Anlage übertragen lassen. Da durch die Position des Polarisators der in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Hochgeschwindigkeits-Shutter demontiert werden musste, wurden die Speicherzeiten zudem wieder dem Zeitpunkt geringen Untergrunds angepasst. Somit fiel die Wahl auf die in der folgenden Tabelle zusammengefassten Speicherzeiten und Traversenzahlen.

| Speicherung polarisierter Neutronen | | | |
|---|---|---|---|
| Run | Traversen | Speicherzeit | Neutronen/Puls |
| #1641 | 4 | 13.493 ms | 0.0502 |
| #1642 | 10 | 33.733 ms | 0.0399 |
| #1643 | 16 | 53.973 ms | 0.0297 |

Erwartungsgemäß ergibt sich eine um den Faktor 10 reduzierte Anzahl der gespeicherten Neutronen pro Puls gegenüber früheren Messungen. So lag diese Zahl bei *VESTA*-I bei etwa 0.7 Neutronen/Puls bei 4 Traversen. Betrachtet man allerdings die gespeicherten Neutronen in absoluten Zahlen, fällt auf, dass sich ähnliche Zählraten (Counts pro 10 $\mu$s) wie in früheren Experimenten ergeben. Durch eine verbesserte Strahlnutzung war es möglich, bei gleicher oder kürzerer Messzeit (siehe auch Abb. 5.26) eine Erhöhung der Anzahl der Frames von 1000 auf 10000 zu erreichten, wodurch sich die vergleichbare Statistik ergibt. Dies wird im nächsten Abschnitt näher diskutiert.

### 5.2.8 Speicherergebnisse mit unpolarisierten Neutronen

Nach dem erfolgreichen Speichertest mit polarisierten Neutronen wurden die Polarisatoren aus dem Strahlengang entfernt, und erneut Speicherversuche mit unpolarisierten Neutronen durchgeführt. Im wesentlichen[13] entspricht der Strahlweg somit dem des Vorgängerexperiments. Es wurden die gleichen Einstellungen und Steuerfiles wie bei der Messung mit polarisierten Neutronen verwendet. Für die verschiedenen Speicherzeiten ergaben sich folgende Werte, welche in Abb. 5.21 dargestellt sind:

| Speicherung unpolarisierter Neutronen | | | |
|---|---|---|---|
| Run | Traversen | Speicherzeit | Neutronen/Puls |
| #1659 | 4 | 13.493 ms | 0.403 |
| #1660 | 10 | 33.733 ms | 0.314 |
| #1661 | 16 | 53.973 ms | 0.271 |

### 5.2.9 Vergleich der Speicherung von polarisierten und unpolarisierten Neutronen

Betrachten wir nun einen Vergleich der Speicherversuche mit polarisierten und unpolarisierten Neutronen bei 4 Traversen. Beide Versuche wurden mit gleichen Einstellungen durchgeführt; es wird die Summe der drei Zählrohre des Hauptdetektors dargestellt. Abb. 5.22 zeigt jeweils zwei aufeinander folgende ISIS Pulse, die bei 54 ms und 74 ms bem Detektor eintreffen. Der von den Polarisatoren unbeeinflusste Beam-Monitor (grün) zeigt bei beiden Versuchen ein identes Spektrum. Da der Spin-Flipper nur während des

[13] Die Flugstrecken zwischen Monochromator und Detektoren wurden etwas länger. Es erfolgte noch keine optimale Justierung der Speicherkristalls und der Detektorposition. Das Material der Vakuumfenster wurde auf Aluminium geändert.

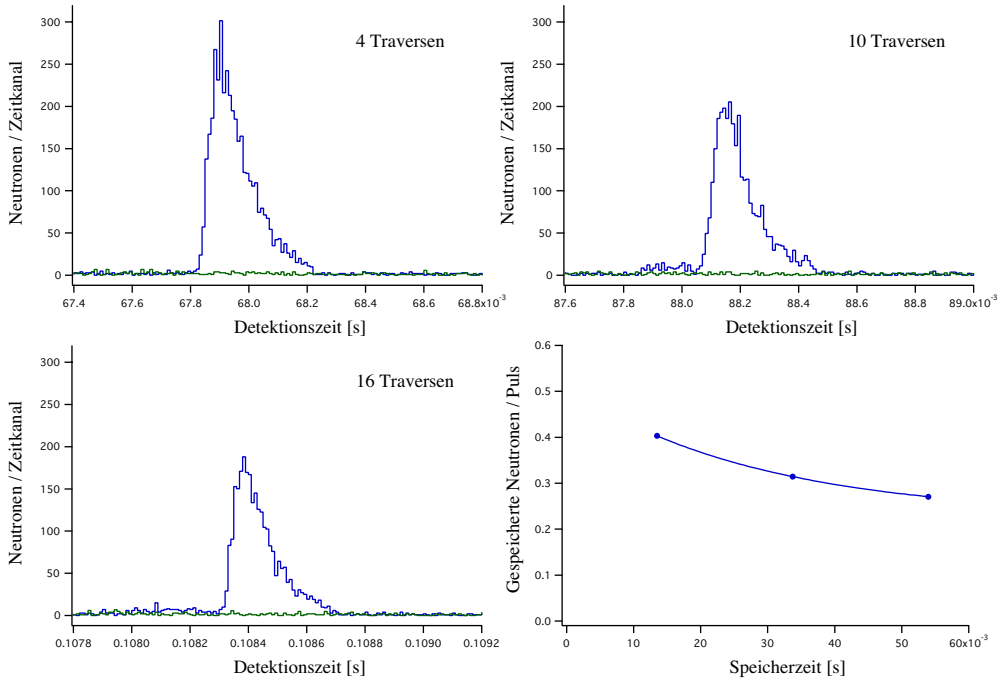



Abbildung 5.21: Speicherung unpolarisierter Neutronen. Die auf den Monitor normierten Messwerte der Speichermessungen (blau) sowie die Vergleichsmessung (grün) ohne Spin-Flipper (#1662).

ersten ISIS Pulses aktiviert wurde, eignet sich der nachfolgende Puls für eine Abschätzung des Einflusses der Polarisatoren. Da der Detektor im unpolarisierten Fall von der hohen Zährrate jedoch überlastet wird, können nur die Flanken des Pulses herangezogen werden. Eine Integration über den Bereich 73 ms bis 74 ms ergibt eine um den Faktor 7.3 reduzierte Zählrate bei Verwendung der Polarisatoren. Dies ist mit der Abschätzung, dass die Polarisatoren eine Durchlässigkeit von etwas mehr als 50% für Neutronen der geeigneten Spinausrichtung besitzen, konsistent. Jedoch sollte dieser Wert durch die Verwendung von geeigneten Blenden, mit denen sich eine Übersättigung der Detektoren verhindern lässt, in einer weiteren Messung überprüft werden. Abb. 5.22-b gibt den Zeitpunkt des Eintreffens der gespeicherten Neutronen vergrößert wieder. Wie aus den entsprechenden Werten (#1659, #1641) in den vorhergehenden beiden Tabellen ersichtlich, unterscheiden sich die Zählraten um den Faktor 8.03. Für die Speicherversuche bei 10 Traversen ergibt sich ein vergleichbarer Faktor von 7.87, bei 16 Traversen berägt er 9.12. Inwieweit der letzte Wert auf eine mögliche Depolarisierung der Neutronen im Speicher zurückzuführen ist, sollte anhand von längeren Speichermessungen überprüft werden.

Abb. 5.22-a zeigt einen weiteren Effekt, welcher aufgrund der verbesserten Statistik untersucht werden kann. Es handelt sich hierbei um “entkommene” Neutronen, also Neutronen, die an beiden Si-Platten je einmal reflektiert wurden, den Speicher jedoch danach ohne Einwirkung des Spin-Flippers verlassen. Diese Neutronen stammen aus den Randbereichen des Aktzeptanzbereichs des Speicherkristalls [50] und dürften für die hohen Verluste an gespeicherten Neutronen während der ersten hundert Reflexionen verantwortlich sein. Auffällig ist, dass diese Neutronen im polarisierten Speicherversuch (blau) fast vollständig fehlen. Dies erklärt sich dadurch, dass der Spin der Neutronen beim Befüllen des Speichers invertiert wurde. Sollten diese Neutronen nun entkommen, können sie den

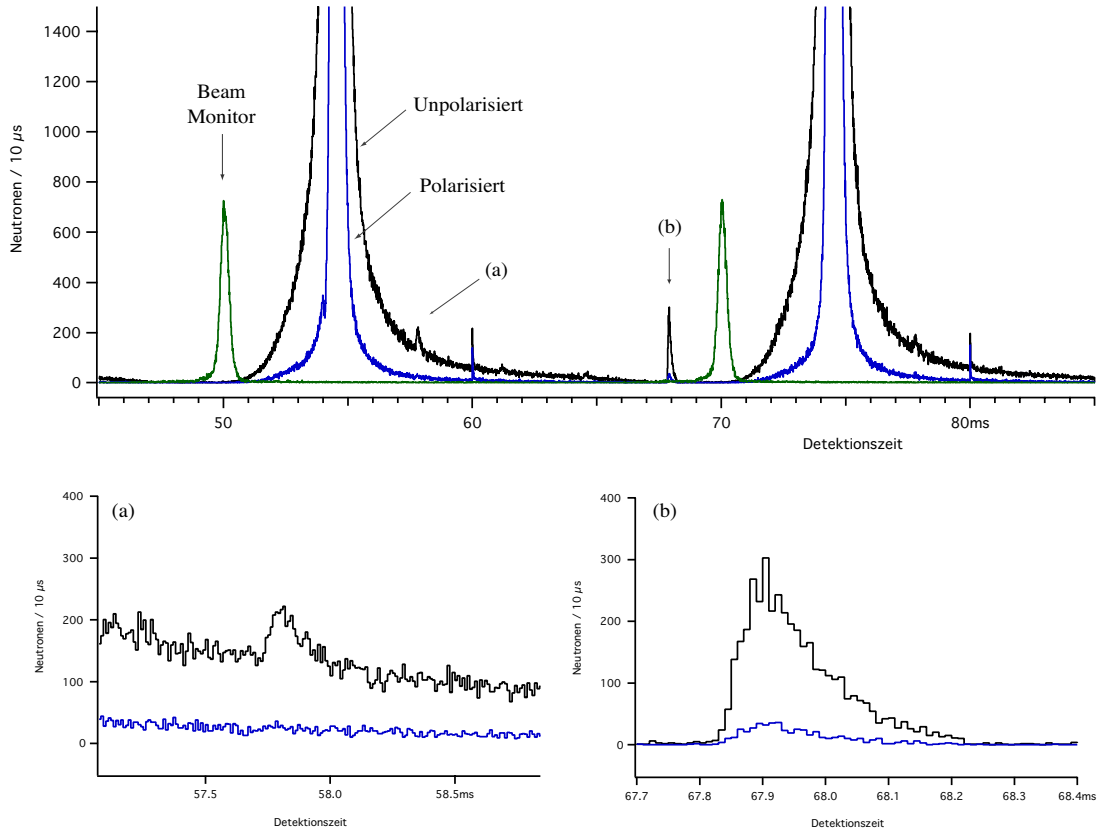



Abbildung 5.22: Speicherung polarisierter und unpolarisierter Neutronen. Die Bereiche der entkommenen Neurtronen (a) und der gespeicherten Neutronen (b) sind hervorgehoben.

Analysator nicht durchdringen. Erst Neutronen, deren Spin beim Entleeren des Speichers erneut invertiert wurde, erreichen somit den Detektor. Die in der unpolarisierten Messung entkommenen Neutronen treten alle 3.37 ms auf, ihre Anzahl nimmt aber in den ersten 3-4 Traversen stark ab (siehe Abb. 5.23).

| Traversen | x 1 | x 2 | x 3 | x 4 (Flipper) |
|---|---|---|---|---|
| Neutronen | 1451 | 308 | 237 | 4040 |

Ein deutlicher Peak entkommener Neutronen findet sich auch bei 78 ms. Hierbei handelt es sich um eine Überlagerung der nach 7 Traversen entkommenen Neutronen mit Neutronen, welche aus dem zweiten ISIS Puls (75 ms) stammen und somit nur eine Speicherzeit von einer Traverse besitzen (x 1b, 6 Traversen = 20.24 ms). Auch ohne den Betrieb des Spin-Flippers besteht eine gewisse Chance für Neutronen (aus den Rändern des Aktzeptanzbereichs) für wenige Reflexionen im Speicher zu verbleiben. Eine Untersuchung dieser entkommenen Neutronen bei höheren Speicherzeiten, sowie ein Vergleich mit den Ergebnissen der Computersimulation ist erstrebenswert.

Bei den scharfen Peaks bei 60 ms und 80 ms in Abb. 5.23 handelt es sich schnelle Neutronen. Diese energiereichen Neutronen können während des Betriebs von ISIS alle 20 ms in der gesamten Messhalle nachgewiesen werden. Sie dürften beim Auslenken des Protonenstrahls aus dem Beschleunigerring oder dem Auftreffen des Protonenstrahl auf das Target entstehen.

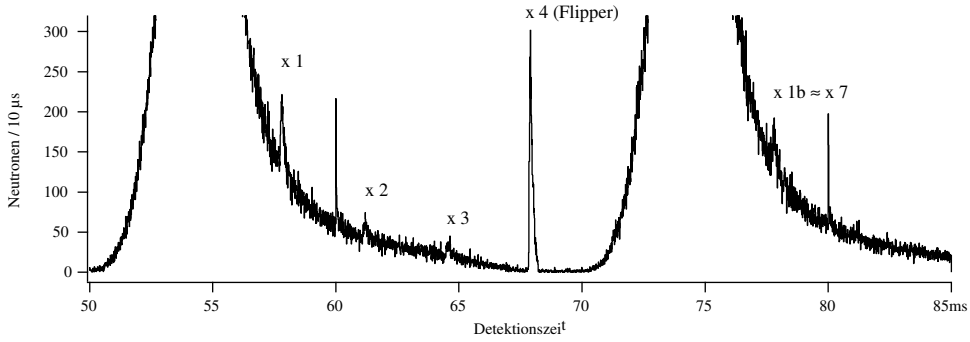



Abbildung 5.23: Aus dem Speicher ausgetretene Neutronen, durch ihre Traversenzahl gekennzeichnet. Beschreibung siehe Text.

### 5.2.10 Ein Vergleich von neuer und alter Anlage bei kurzen Speicherzeiten

Ein Vergleich mit einem an *VESTA*-I gemessenen Wert (aus [38]) anhand einer Messung bei 4 Traversen (siehe auch Abb. 5.24) zeigt deutlich die Stärken und Schwächen des neuen Systems bezüglich seines Vorgängers auf.

| Vergleich der Speichersysteme bei 4 Traversen | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Run | Counts | Frames | Counts/Puls | Messdauer [s] | Counts/s |
| #610 | 703 | 977 | 0.719 | 2167 | 0.324 |
| #1659 | 4053 | 10029 | 0.405 | 1208 | 3.355 |

Die Werte für den Run #610 gehören zu den besten an *VESTA*-I erreichten Ergebnissen. Sie reflektieren sowohl die exakte Justierung der Anlage bezüglich des einfallenden Neutronenstrahls als auch die optimierte Justierung des Neutronenleiters bezüglich des Si-Kristalls.[14] Wie bereits erwähnt, konnten diese Justierungen für die neuen Messungen aufgrund der sehr knappen Messzeit nur grob durchgeführt werden. Der Hauptgrund für das schlechtere Abschneiden bei den gezählten Neutronen pro ISIS Puls liegt jedoch in den in Abschnitt 5.2.4 gezeigten Problemen des Schwingkreises. Durch eine Neukonstruktion des Resonanzkreises sollte es möglich sein, die Flip-Wahrscheinlichkeit von derzeit etwa 50% auf nahe 100% zu erhöhen wodurch sich die Anzahl der Neutronen pro Puls auf etwa 1.5 steigern würde.

Gleichzeitig zeigt sich aber die Stärke des Systems: Betrug die Anzahl der Frames eines normalen Runs bei dem alten System etwa $10^3$, konnte der Standardwert für Frames bei den neuen Messung mit $10^4$ gewählt werden. Trotzdem ergab sich eine Verkürzung der resultierenden Messzeit von 36 auf 20 Minuten. Somit stieg die Anzahl der gespeicherten Neutronen pro Sekunde trotz der geringen Flip-Wahrscheinlichkeit um etwa eine Größenordnung von 0.324 auf 3.355 Neutronen. Dies führte zu einer deutlich verbesserten Statistik, wie man anhand Abb. 5.24 sieht. Eine optimal funktionierende Anlage sollte in der Lage sein, etwa 12 Neutronen pro Sekunde (bei 4 Traversen) speichern zu können.

Die gravierende Verbesserung der Strahlzeitnutzung wird besonders deutlich, wenn man sich die mögliche Wiederholfrequenz der Speichermessungen während eines Experiments (Frames pro Run) betrachtet. Werfen wir dazu einen Blick auf den Ablauf eines

[14] Gleichzeitig spiegeln sie aber auch die mit den gepulsten Magnetfeldern erreichte Transmissionswahrscheinlichkeit von etwa 70% wieder.

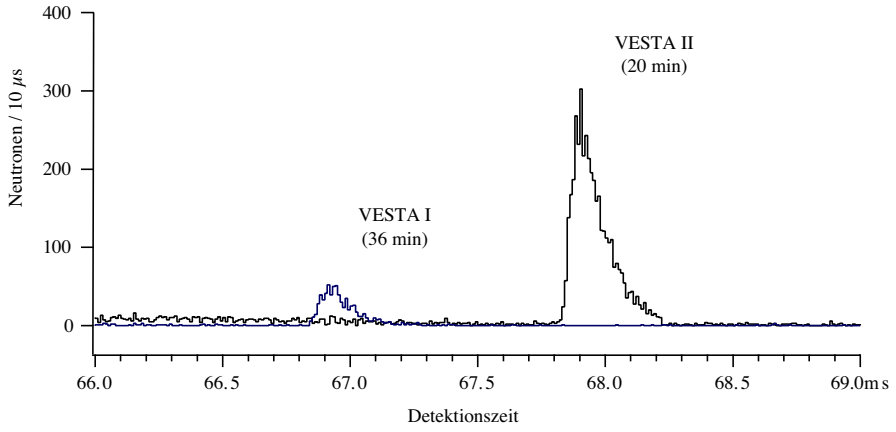



Abbildung 5.24: Vergleich einer Messung bei 4 Traversen mit neuer (#1659) und alter (#610) Anlage. Die benötigte Messzeit ist in Minuten angegeben. Die unterschiedliche Position der Neutronenpeaks ($\approx$ 1 ms) ergibt sich durch die etwas verlängerte Flugstrecke der neuen Anlage im aktuellen Aufbau.

Frames. Der Speicherversuch beginnt mit dem ersten erzeugten ISIS Puls (SMP Signal), nach dem die Synchronisationselektronik ihre Bereitschaft zur Datenaufnahme signalisiert hat. Während sich der ISIS Puls entlang des Neutronenleiters bewegt, passieren zwei Pulse, die bereits vorher erzeugt wurden, das Instrument. Die Datenerfassung erlaubt im Moment allerdings keine Nutzung dieser Pulse. Mit dem Eintreffen des Neutronenpulses an *VESTA* bei 54 ms beginnt die Speicherzeit, die zwischen wenigen Millisekunden bis zu mehreren Sekunden betragen kann. Etwa 20 ms wird nach der Speicherung für die Synchronisation

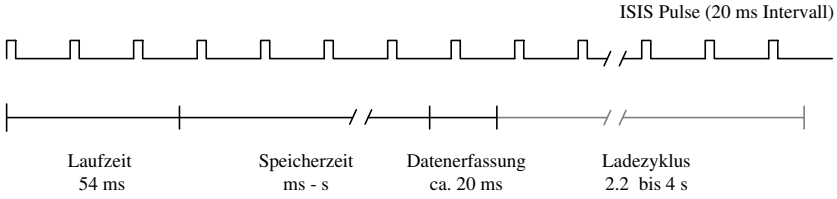



Abbildung 5.25: Zeitlicher Ablauf eines Frames. Der Ladezyklus entfällt bei der neuen Anlage.

und Datenübertragung innerhalb der DAE benötigt, bevor die Datenerfassung mit dem nächsten SMP Signal wieder starten kann. Daraus ergibt sich die derzeitige Wiederholfrequenz für Speicherexperimente zu

$$\frac{\text{Frames}}{\text{Sekunde}} = \frac{50}{4 + c[\frac{t}{20}]} \tag{5.3}$$

wobei die Speicherzeit $t$ in ms einzusetzen ist und c[x] die nächstgrößere ganze Zahl beschreibt[15]. Vergleichen wir dieses (experimentell bestägtigte) Ergebnis mit der bisherigen Strahlausnüzung. Nach dem oben beschriebenen Ablauf folgte bei *VESTA*-I ein Ladezyklus der Kondensatorbänke, welcher abhängig vom aktuellen Ladestand, von 2.2 Sekunden

[15]Zu beachte ist hierbei, dass die Dauer der Frames durch die Wahl der Zeiten im Vesta Kontrollprogramm (VCP) nicht unnötig verlängert wird.

bei kurzen Speicherzeiten (13 ms) bis etwa 4 Sekunden bei langen Speicherzeiten (4200 ms) ansteigt.[16] In Abb. 5.26 ist die erreichte Wiederholfrequenz für beide Versionen des Neutro-

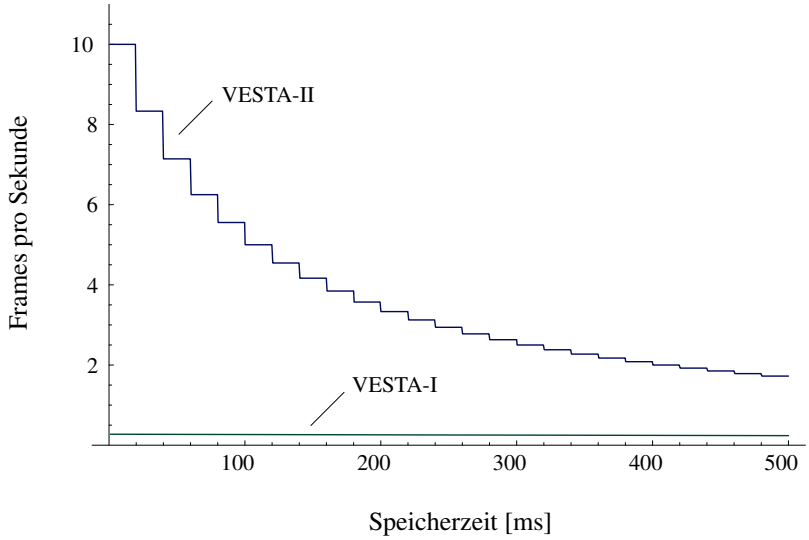



Abbildung 5.26: Mögliche Wiederholfrequenz der Speicherversuche (Frames pro Sekunde) bei Einfach-Puls Speicherung für den alten und neuen Aufbau bei 50 Hz Betrieb von ISIS.

nenspeichers aufgetragen. Während bei 10 Traversen nun 8.3 Frames pro Sekunde erreicht werden, bewegten sich die Werte des alten Speichers im untersuchten Bereich (10 bis 4200 ms) zwischen 0.435 und 0.122 Frames pro Sekunde. Dies entsprach 2.3 bis 8.2 Sekunden pro Frame ! Für kurze Speicherzeiten konnte somit eine verbesserte Strahlausnutzung um den Faktor 19 erreicht werden. Die relative Verbesserung der Strahlausnutzung als Funktion der Speicherzeit ist in Abb. 6.2 wiedergegeben.

### 5.2.11 Zeitliche Variation des ersten Speicherpulses

Abschließend möchte ich noch eine weitere Messung präsentieren, die mit polarisierten Neutronen durchgeführte wurde. Bei dieser Messung wurde der Spinflipper zum Befüllen des Speichers für 300 $\mu$s betrieben. Der Anfangszeitpunkt der Flipperpulse wird für jede Messung um jeweils 100 $\mu$s nach hinten verschoben. Nach jeweils 4 Traversen werden die Neutronen durch einen 700 $\mu$s langen, zeitlich fixen, zweiten Puls aus dem Speicher entlassen.

In Abb. 5.28 ist das Ergebnis dieser Messung dargestellt. Die höhere grüne Kurve entspricht dem ISIS Puls, aus dem die gespeicherten Neutronen entnommen wurden. Deutlich ist die Wirkung des Spinflippers, dessen Ein- und Ausschaltzeitpunkt jeweils durch vertikale graue Linien symbolisiert werden, auf die Form dieses Neutronenpulses sichtbar. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, werden die gespeicherten Neutronen, die gemäß ihrer Speicherzeit um 13.493 ms verzögert bei den Detektoren eintreffen, mit einem zeitlichen Offset in den Graphen gezeichnet. Somit erscheinen die gespeicherten Neutronen an ihrem zeitlichen Ort im ursprünglichen ISIS Puls.

[16] Ein Verhalten über 4.2 Sekunden ist nicht dokumentiert, es kann aber angenommen werden, dass die Ladezeit einem Maximalwert von etwas über 4 Sekunden zustrebt.

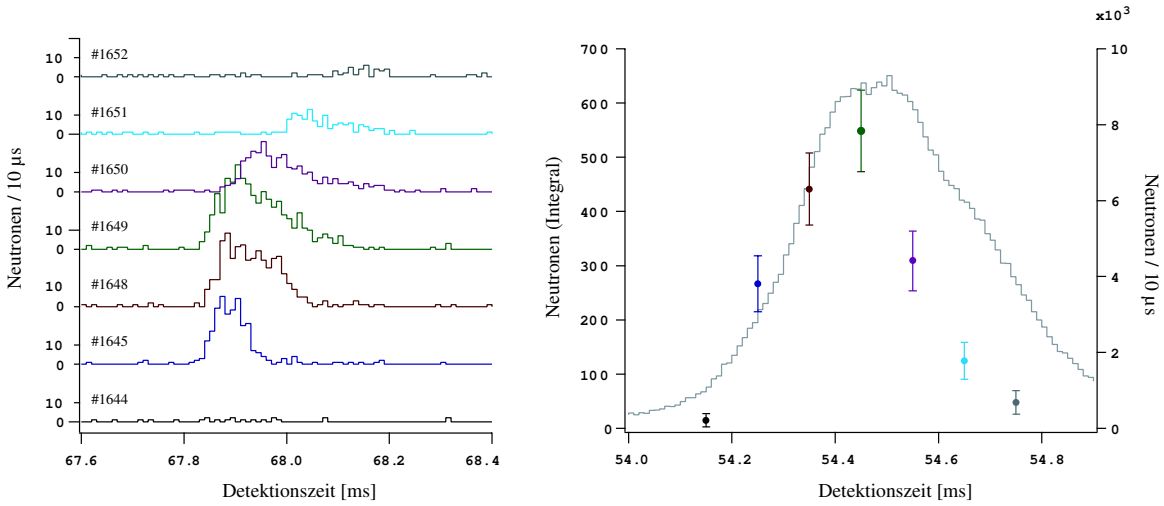



Abbildung 5.27: Links: Die Form der verschiedenen gespeicherten Neutronenpulse. Rechts: Das Integral der gespeicherten Neutronenpulse verglichen mit ihrem einfallenden ISIS Puls. Die nähere Beschreibung erfolgt im Text.

Durch diese Messung lässt sich zeigen, wo im ursprünglichen ISIS Puls speicherbare Neutronen in welchem Ausmaß vorkommen. Dies wird besonders in Abb. 5.27 deutlich. Hier wurde das Integral des resultierenden gespeicherten Neutronenpulses am mittleren Zeitpunkt des 300 $\mu$s breiten Spinflipper-Pulses eingezeichnet. Der Wert der Integrale ist auf der linken Skala wiedergegeben. Zusätzlich wurde ein unbeeinflusster ISIS Puls eingezeichnet, dessen Zählraten sich auf der rechten Skala finden. Die Werte der Integrale wurden mit rein statistischen Fehlerbalken eingezeichnet.

Die zeitliche Breite der Spinflipper-Pulse lässt sich sicherlich noch um einiges verkürzen, wodurch die Auflösung dieser Untersuchung gesteigert wird. Ebenso lässt sich die Energieauflösung noch verbessern. Da für diesen Versuch 4 Traversen verwendet wurden, erfuhren die gespeicherten Neutronen 8 aufeinander folgende Bragg-Reflexionen. Dieser Wert kann auf mehrere hundert Bragg-Reflexionen gesteigert werden. Ein Wert von etwas über 500 Reflexionen erscheint als sinnvoll. In diesem Bereich ist der rasche Abfall der gespeicherten Neutronenintensität (vergleiche Abb. 3.18) bereits abgeklungen und geht in einen langsameren Abfall über. Die Energieselektion der Neutronen dürfte in diesem Bereich weitgehend abgeschlossen sein.

Es ergibt sich somit ein Mittel, die Flipp-Pulse genau auf die Verfügbarkeit von Neutronen abzustimmen. Dies wird insbesonders bei der Mehrfach-Speicherung von Bedeutung. Durch eine Analyse des einfallenden Pulses lässt sich auch die Ausrichtung des Monochromatorkristalls optimieren.

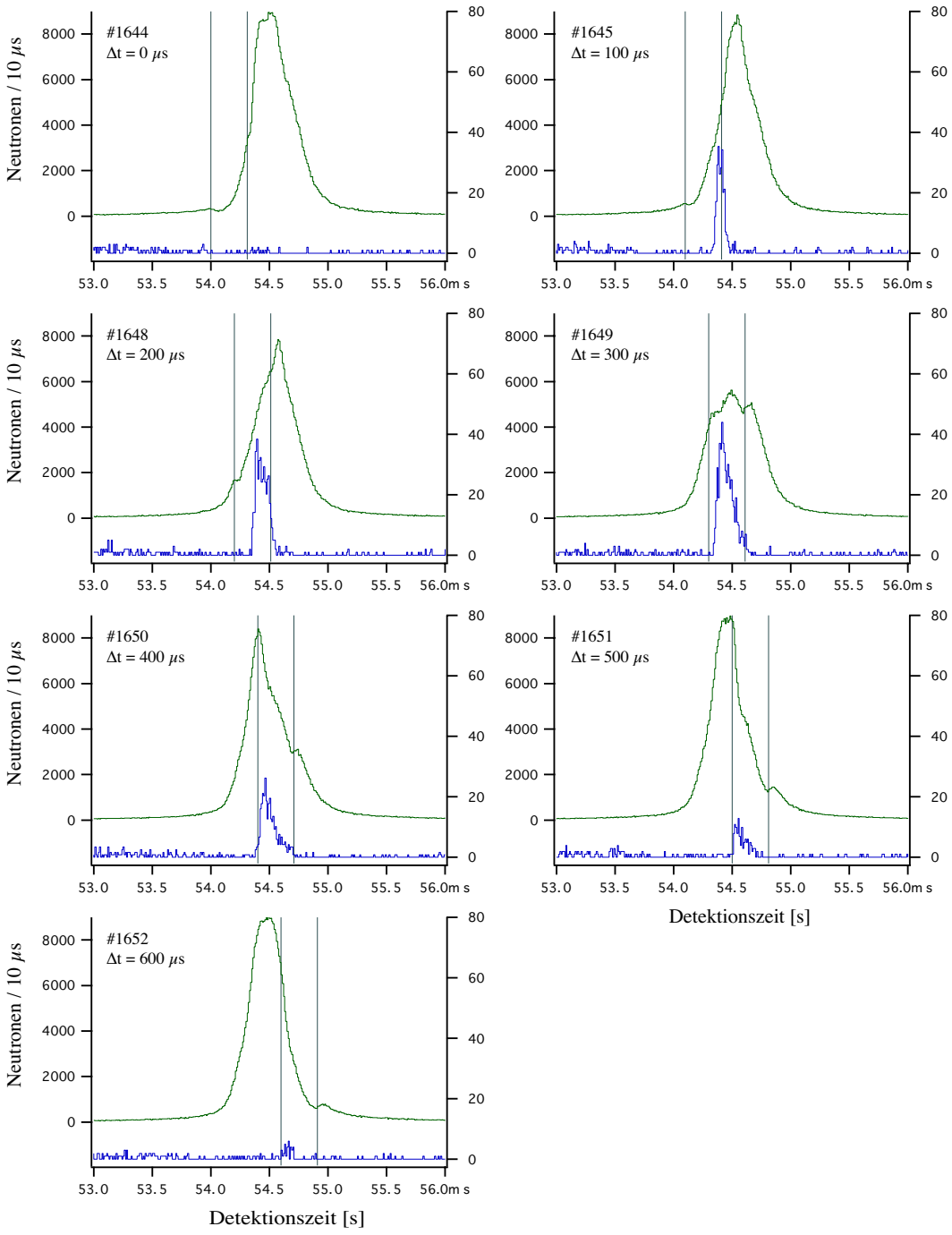



Abbildung 5.28: Variation des Zeitpunktes für den ersten Spinflipper-Puls in 100 $\mu$s Schritten. Die vertikalen Linien (grau) geben den Ein- uns Ausschaltzeitpunkt des Flippers an. Die höhere, grüne Kurve (linke Skala) zeigt den Hauptpuls nach dem Analysator. Die niedrigere, blaue Kurve (rechte Skala) zeigt den über 4 Traversen gespeicherten Neutronenpuls, der gemäß seiner Speicherzeit mit einem zeitlichen Offset von -13.493 ms dargestellt ist.

# 6 Zusammenfassung

### Charakterisierung und Optimierung der ursprünglichen Anlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine ausführliche Charakterisierung des bereits bestehenden Neutronenspeichers (*VESTA*-I) durchgeführt. So wurde unter anderem der Einfluss der Neutronenleiterausrichtung bei höheren Speicherzeiten experimentell untersucht, sowie Schaltzeitpunkte für Einlass- und Auslassmagnetfeld optimiert. Wie in Abb. 6.1 dargestellt, konnte durch eine optimale Justierung aller Komponenten die erreichbare Speicherzeit deutlich erhöht werden [62]. Werte von über 4 Sekunden (2500 aufeinander folgende Bragg-Reflexionen, 2.66 km Flugstrecke) wurden erreicht. Durch eine Analyse der Hochspannungselektronik [85] konnten wir die Ursache für die aufgetretenen elektromagnetischen Störungen lokalisieren. Diese Störungen stellten eine Limitierung des verwendbaren Magnetfeldes dar, wodurch die Transmissionswahrscheinlichkeit der Kristallspiegel auf etwa 60-70% begrenzt wurde. Vorschläge zu einer Verbesserung der Hochspannungselektronik finden sich in Abschnitt 3.3.5. In zwei Diplomarbeiten [39, 40] wurde sowohl der Einfluss von Vibrationen untersucht, als auch die gleichzeitige Speicherung von mehreren Neutronenpulsen demonstriert. Die in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Einschränkungen der Mehrfachpuls-Speicherung aufgrund der reduzierten Intensität sowie der (relativ breiten) zeitlichen Form der Magnetfelder stellte eine der Hauptmotivationen für eine Neukonstruktion dar. Lange Ladezyklen limitierten zudem die Wiederholfrequenz des Experiments, wodurch nur eine geringe Strahlausnutzung erreicht wurde.

In einer detaillierten Computersimulation beschäftigten wir uns mit den Einflüssen verschiedener Komponenten auf das Speicherverhalten. Neben einer Analyse der Einflüsse diverser Justierungen konnten auch Parameter untersucht werden, die nur schwer experimentell zugänglich sind oder langwierige Umbauarbeiten bedingen würden (siehe Tabelle 3.3.1). Da in der Simulation der exakte Grund des jeweiligen Neutronenverlusts bekannt ist, können auch Effekte aufgelöst werden, die sich in einer realen Messung überlagern. Somit ergibt sich ein aussagekräftiges Werkzeug für weitere Entwicklungen des Speicherexperiments.

Die Optimierungen der Anlage zeigten deutlich die Grenzen des ursprünglichen Aufbaus auf. Um die in den Abschnitten 3.3.3 bis 3.3.5 beschriebenen Limitierungen zu über-

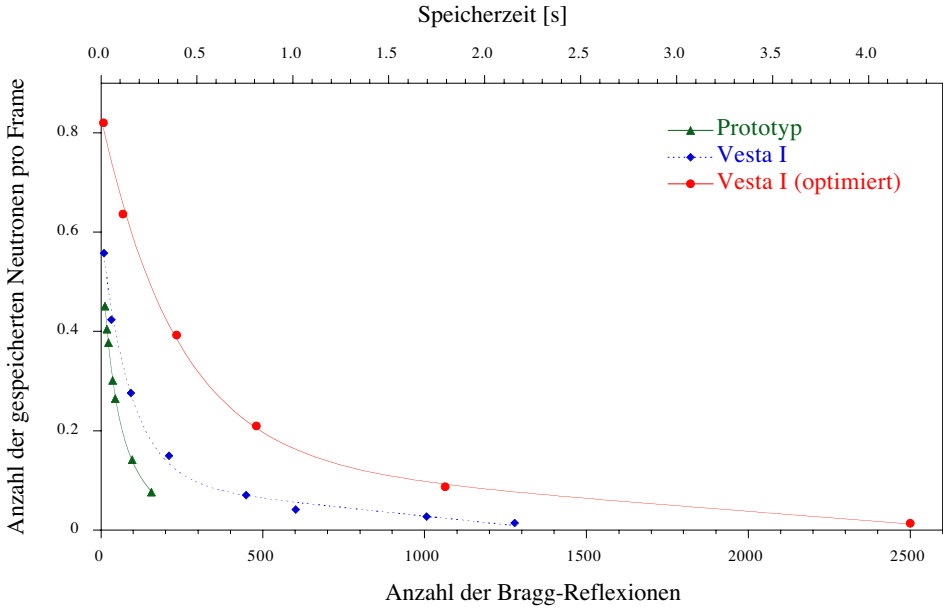



Abbildung 6.1: Verbesserung des Speicherverhaltens an *VESTA*-I.

winden, sollte der Befüll- und Entleermechanismus des Speichers im Rahmen der Neukonstruktion (*VESTA*-II) grundlegend verändert werden. Um sein Potential als "Pulse-Shaping Tool" zu erreichen, wurde eine Verringerung der Schaltzeiten angestrebt. Nach der kontinuierlichen Verbesserung der erreichbaren Speicherzeiten galt es nun, die Zählraten deutlich zu erhöhen und somit die Anwendungsmöglichkeiten des Neutronenspeichers in Festkörperphysik und Quantenmechanik zu erweitern.

### Ein neuartiger Neutronenspeicher für kalte und thermische Neutronen

Ziel dieser Arbeit war die Demonstration, dass sich Radio-Frequenzflipper für das Befüllen und Entleeren eines Perfektkristall-Speichers eignen und sich somit Begrenzungen früherer Systeme überwinden lassen. Nach vorbereitenden Tests am TRIGA Reaktor in Wien wurde ein Prototyp einer solchen Anlage entworfen und an der derzeit stärksten gepulsten Neutronenquelle ISIS, nahe Oxford, erfolgreich installiert. Diese Installation umfasste sowohl die Synchronisation mit der gepulsten Neutronenquelle und der Datenerfassung, als auch die Adaption der Steuerelektronik. Die für den sicheren Betrieb der Anlage notwendigen Interlock-Systeme wurden entworfen und inkludiert. Ein neu installierter, stabiler Incoming-Beam-Monitor ermöglichte einen direkten Vergleich einzelner Messungen, normiert auf die von ISIS zur Verfügung gestellte Intensität.

Im Rahmen der verfügbaren Messzeit erfolgte eine Charakterisierung der neuen Anlage. Die theoretischen Vorhersagen über die Resonanzbedingungen eines RF-Flippers konnten experimentell bestätigt werden. Speichermessungen wurden sowohl für polarisierte Neutronen, als auch für unpolarisierte Neutronen realisiert. Durch diese Messungen konnte das Prinzip der Energieverschiebung aus Abschnitt 2.3 demonstriert und seine Tauglichkeit zum raschen Befüllen und Entleeren des Speichers bewiesen werden. Verschiedene Methoden der Pulserzeugung wurden erfolgreich getestet (Abschnitt 5.2.6). Die daraus resultierende hohe Flexibilität des Befüllmechanismus eröffnet zahlreiche neue Möglichkeiten der Beam-Manipulation. Obwohl aufgrund der geringen Messzeit die Speicherung von

Mehrfachpulsen nicht explizit demonstriert werden konnte, wurden doch mit der Beeinflussung von aufeinander folgenden ISIS-Pulsen und der gezeigten freien Wahl der Länge des Auslass-Mechanismus die Grundlagen einer Mehrfachspeicherung bewiesen. Eine Intensitätserhöhung durch das Ansammeln mehrerer Pulse im Speicher und ihr gemeinsames Entlassen wurde somit prinzipiell ermöglicht.

Widmeten sich bisherige Verbesserungen des Speichers hauptsächlich einer Verlängerung der erreichbaren Speicherzeiten, wurde mit dieser Anlage eine deutliche Erhöhung der gespeicherten Neutronen pro Messzeit durch eine gesteigerte Wiederholfrequenz erreicht. Diese Verbesserung der Strahlnutzung ist in Abb. 6.2 dargestellt und durch den Vergleich einer Messung an *VESTA*-I (Messzeit von 36 Minuten) mit einer Messung an *VESTA*-II (Messzeit von 20 Minuten) als Insert verdeutlicht. Im Bereich der für die Ju-

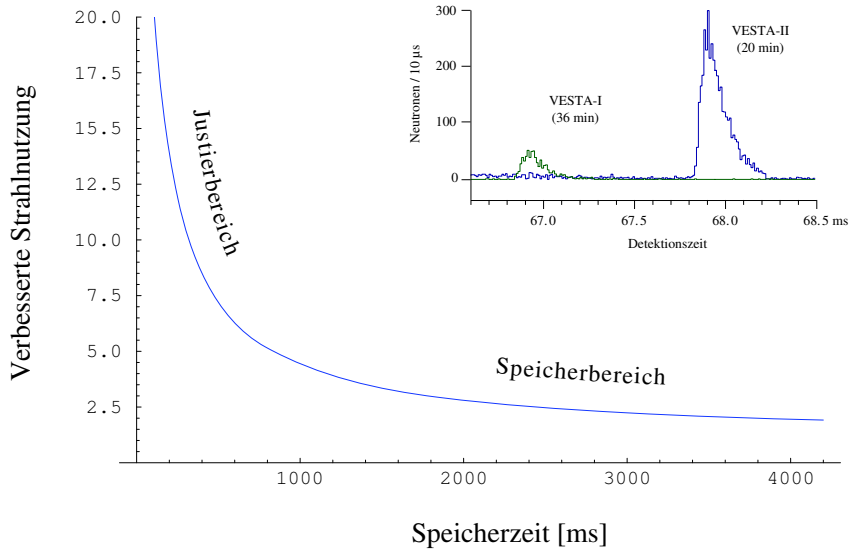



Abbildung 6.2: Quantitative Verbesserung der Strahlzeitnutzung bei Einfach-Puls Speicherung im Vergleich zum Vorgängerexperiment. Das Insert entspricht Abb. 5.24.

stierung und Optimierung wichtigen kurzen Speicherzeiten gelang eine verbesserte Strahlnutzung (bei Einzelpulsen) um den Faktor 10-20. Dieser Faktor sinkt zwar für längere Speicherzeiten ab, im Bereich von Speichermessungen kommt jedoch die nun ermöglichte gleichzeitige Speicherung von mehreren Pulsen zum Einsatz. Da sich in diesem Bereich die Wiederholfrequenz bei der Befüllung des Speichers mit aufeinander folgenden Pulsen nur minimal ändert, wird eine lineare Intensitätserhöhung der gespeicherten Neutronen pro zusätzlichem Puls erreicht. Ein zusätzlicher Faktor 6 in der Zählrate scheint realistisch. Somit kann angenommen werden, dass die benötigte Strahlzeit pro Experiment generell um eine Größenordnung gesenkt werden konnte. Bisher aufwendige Justierungen können nun rascher durchgeführt werden, die verbesserte Statistik ermöglicht die Untersuchung bisher nicht berücksichtigter Effekte. So erlaubt etwa die Auswertung der Neutronen, die während der ersten Traversen entkommen (siehe Abschnitt 5.2.9), eine direkte Verifizierung der mittels Computersimulation [50] gewonnenen Erkenntnisse über die Neutronenverteilung (Orts- und Impulsraum) im Speicher. Abschließend lässt sich sagen, dass die Anlage die in sie gesteckten Hoffnungen bezüglich der verbesserten Ausnützung der verfügbaren Neutronen voll erfüllt.

### Angestrebte Arbeiten und Aussichten

Bisher war es im Rahmen der von ISIS zur Verfügung gestellten Messzeit nicht möglich, die Anlage optimal einzustellen. Es konnte zwar die prinzipielle Funktionsweise dieser Anlage demonstriert werden, jedoch musste eine explizite Mehrfach-Puls-Speicherung (knapp) entfallen. Die Demonstration der dadurch ermöglichten Pulsmodulation und ihre Auswirkungen auf eine Intensitätserhöhung stellen einen zentralen Punkt der geplanten Messungen dar. Einen weiteren wichtigen Schritt stellt die Optimierung des Resonanzkreises dar, wodurch sich die in Abschnitt 5.2.4 beschriebene Spinflip-Wahrscheinlichkeit von etwa 60% auf annähernd 100% steigern lassen sollte. Konnten schon jetzt durchaus mit dem Vorgängerexperiment vergleichbare Transmissionswahrscheinlichkeiten beim Befüllen und Entleeren des Speichers erreicht werden, würde dies eine weitere Steigerung der pro Puls gespeicherten Neutronen um einen Faktor 3-4 bedeuten. Um die kritische Stabilisierung des Magneten und seiner Kühlung zu entschärfen, sollte der Einsatz eines Gradientenflippers neuerlich diskutiert werden.

Durch die signifikante Reduktion der für die Justierungen benötigten Messzeit wird eine optimale Ausrichtung des Neutronenleiters auch bei hohen Speicherzeiten ermöglicht. Da diese Justierung für das Speicherverhalten bestimmend ist, sollten auch neue Speicherrekorde erreicht werden können. Die verbesserte Statistik erlaubt eine genauere Auflösung der gespeicherten Neutronenpulse, wodurch die in Abb. 2.30 erwartete Dispersion des Neutronenpulses bei langen Speicherzeiten untersucht werden kann. Gemeinsam mit den kurzen Schaltzeiten des Spinflippers kann diese verbesserte Statistik auch zur erstmaligen Speicherung von thermischen Neutronen mittels Si-(333)-Reflex führen. Bisher war diese Messung aufgrund der geringen Intensität dieser 2 Å Neutronen an IRIS, ihrer hohen Geschwindigkeit von 1892 m/s, sowie des für sie reduzierten Akzeptanzbereichs des Speichers [37] nicht praktikabel.

Da sich die Si-Kristallspiegel nun nicht mehr in dem engen Magnetjoch der gepulsten Magnete befinden, sondern frei zugänglich sind, kann auch an ihnen eine Weiterentwicklung des Speichers ansetzen. Die Verwendung eines bereits in [34] vorgeschlagenen Stapels von Silizium-Spiegeln auf unterschiedlichen Temperaturen (siehe auch [80]) kann zur Verbreiterung der Reflexionskurve implementiert werden. Zusätzliche statische Magnetfelder können am Ort der Kristallspiegel angebracht werden, um einen Speicher des Typs III zu realisieren. Von hohem Interesse ist auch die Überprüfung der Ergebnisse der Computersimulation bezüglich des Einflusses der Kristallspiegel-Justierung. Durch die vorhergesagte Toleranz gegenüber einer Fehljustierung (siehe Tabelle 3.3.1) erscheint ein Versuchsaufbau mit zwei voneinander unabhängigen Kristallspiegeln möglich, zumal dank dem flexiblen Innenaufbau des Speichers nur geringe Umbauarbeiten notwendig sind. Dies hätte weitreichende Konsequenzen. Da der Abstand der Kristallplatten nun nicht mehr ein fixes Vielfaches des Kristallebenenabstandes betragen würde, könnte eine vergleichende Messung einen Beitrag zur Diskussion des Resonator-Charakters des Speichers liefern. Auch könnten verschiedene Kristalle eingesetzt werden, die nicht in der für den kompletten Speicherkristall benötigten Dimension erzeugt werden können (etwa Ge-Kristalle oder verschiedene Dotierungen, siehe auch [69]). Wellenlänge und Speicherzeit wären somit über den verwendeten Kristall-Reflex und Kristall-Abstand auf unterschiedliche Experimente einstellbar.

Da insbesonders bei der Konstruktion des Vakuumgefäßes auf Flexibilität und Wartungsfreundlichkeit Wert gelegt wurde, können Umbauarbeiten nun rasch und ohne Beeinflussung mancher bereits getätigter Justierungen erfolgen. Der gesamte innere Versuchsauf-

bau ist über einen einzigen Deckel zugänglich und kann bei Bedarf auch als Ganzes aus dem Gefäß entfernt werden. Der erreichbare Druck wurde dank des neuen Vakuumgefäßes und der verbesserten Pumpenanordnung um 3 Größenordnungen auf $10^{-6}$ mbar gesenkt. Neben einer Reduzierung der Streuung von Neutronen an Luft-Molekülen ermöglicht die verbesserte Dichtheit des Vakuumgefäßes auch die Verwendung von kontrollierten (dünnen) Testgasen.

All dies stellt einen wichtigen Schritt im Übergang von einem reinen "Experiment" auf ein "Instrument" dar, welches seine Verwendung in der Physik finden wird. Aus den zahlreichen Anwendungen möchte ich nur zwei näher erwähnen, die aus den Themenkreisen Festkörperphysik sowie Quantenmechanik stammen und die sich derzeit im Planungsstadium befinden.

**Der Test von Neutronenleitern**

Mit dem Bau von neuen Neutronenquellen und der stetigen Verbesserung bestehender Quellen wächst auch das Interesse an immer besseren Neutronenleitern. Im Gegensatz zu einer Erhöhung der Quellenstärke stellen Verbesserungen des Neutronenleiters eine kostengünstige Möglichkeit der Intensitätssteigerung an Experimenten mit kalten Neutronen dar. Neben der Untersuchung verschiedener Materialien und Mehrfach-Schicht-Strukturen ist auch der Einfluss von verschiedenen Produktionsmethoden von Interesse. Hier stellt *VESTA* ein ideales Werkzeug zum Test von Neutronenleitern dar[1]. Durch ein nur 1 m langes Teststück kann aufgrund der hohen Flugstrecken im Inneren ein mehrere Kilometer langer Neutronenleiter simuliert werden und somit eine Qualitätskontrolle der Oberfläche etc. erfolgen. Ergebnisse der Computersimulation verschiedener Oberflächen lassen sich somit experimentell verifizieren, wodurch eine bessere Planung neuer Instrumente und ihrer Neutronenverteilung ermöglicht wird.

In einem ersten Schritt planen wir eine mögliche Alterung eines Floatglas-Neutronenleiters durch Oxydation (nach langer Lagerung an Luft) zu untersuchen.

**Quanten Zeno Effekt**

Ein interessantes Beispiel aus der Quantenmechanik stellt die experimentelle Überprüfung des *Quanten Zeno Effekts* (QZE) [97] dar. Der QZE besagt, dass ein häufiges Messen eines Zustands dessen Entwicklung verlangsamt und im Limit einer ständigen Messung verhindert. In [98] wird eine Messung dieses Effekts anhand des Spin-Zustands von Neutronen diskutiert. Die in Abb. 6.3 dargestellte schrittweise Spinrotation wird bei *VESTA* durch mehrmaliges Durchqueren des RF-Flippers erreicht, dessen Flip-Wahrscheinlichkeit frei einstellbar ist[2]. Da mit einer Spinänderung auch eine Energieänderung verbunden ist und Neutronen mit geänderter Energie nicht im Speicher verbleiben, stellt die Reflexion an den Kristallplatten bereits eine Messung des Zustands dar (In einer abgewandelten Versuchsanordnung kann am Ort der Kristallplatten ein zusätzliches (statisches) Magnetfeld verwendet werden).

Die Stärke von *VESTA* in der Realisierung einer QZE-Messung besteht in der freien Wahl der Anzahl der Zustandsmessungen. Sowohl wenige Messungen als auch mehrere

[1] Zu beachten ist jedoch, dass bei der Verwendung von hochfrequenten Magnetfeldern derzeit Einschränkungen bezüglich des Leitermaterials existieren.

[2] Die Einstellung der Flip-Wahrscheinlichkeit kann etwa Computer-gesteuert über Variation des Signalgeneratorausganges erfolgen.

tausend Zustandsmessungen können über die gewählte Speicherzeit realisiert werden, ohne Umbauarbeiten zu bedingen.

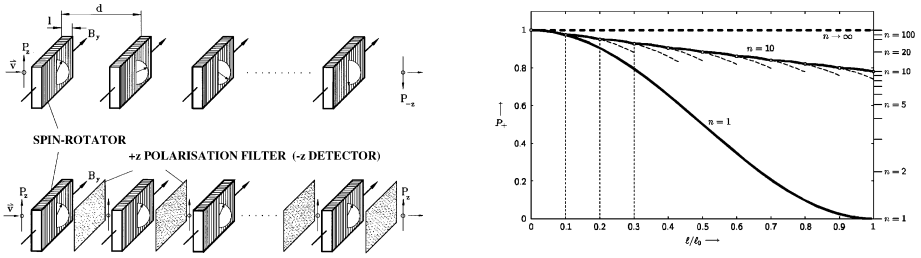



Abbildung 6.3: Anordnung zur aufeinander folgenden Spinrotation und Messung mit Gleichstromflipper (links). Überlebenswahrscheinlichkeit im ↑ Zustand bei Spinflipp und ZENO-Situation. Aus [99].

Erst kürzlich wurde die Machbarkeit einer solchen Messung untersucht [100]. Im Gegensatz zu einem "idealen" (Gedanken-) Experiment treten in einer "reellen" Messung auch Effekte auf, die eine Messung behindern. Abb. 6.4 zeigt die Auswirkungen des realen Reflexionsverhaltens eines Kristallspiegels. Für unterschiedliche Transmissionswahrscheinlichkeiten der $|\uparrow\rangle$ Komponente ergeben sich unterschiedliche Wahrscheinlichkeit, ein Neutron nach $N$ Spiegeln zu detektieren. Während für ideale Spiegel eine möglichst hohe Anzahl von iterativen Messungen anzustreben ist, ergibt sich für nicht-ideale Spiegel eine "ideale" Anzahl von Messungen um einen QZE zu detektieren.

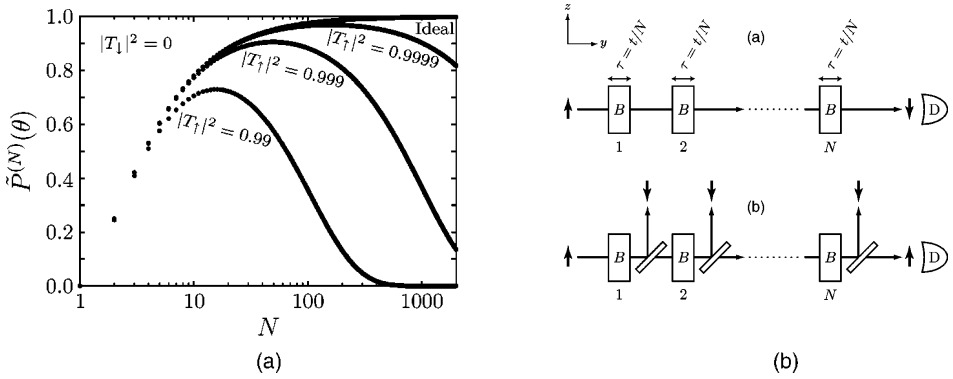



Abbildung 6.4: Wahrscheinlichkeit, ein Neutron nach $N$ nicht-idealen Spiegeln du detektieren in Abhängigkeit der ↑ Komponente der Transmissionswahrscheinlichkeit. Übernommen aus [100].

Im Fall von *VESTA* ergeben sich bei einer (Reflektivität $R = 1 - |T|^2 \approx 0.9999$) eine ideal Anzahl von 157 Reflexionen. Dieser Wert liegt mehr als eine Größenordnung unter den bereits erreichten Reflexionen und liegt somit im Bereich relativ hoher Zählraten und guter Statistik.

# Literaturverzeichnis


[1] W. Bothe and H. Becker. *Z. Phys.*, 66:289, 1930.

[2] I. Curie. *C.R. Acad. Sci. Paris*, 193, 1931.

[3] Webster. *Proc. Roy. Soc.*, 136:428, 1932.

[4] J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129:312, 1932.

[5] J. Chadwick. The existence of a neutron. *Proc. Roy. Soc. (London)*, 136, 1932.

[6] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse. Test of a single crystal neutron interferometer. *Phys. Lett*, 47A:369, 1974.

[7] J. Byrne. *Neutrons, Nuclei and Matter.* Institute of Physics Publishing, London, 1994.

[8] L.H. Rumbaugh and G.L. Locher. Neutrons and other heavy particles in cosmic radiation of the stratosphere. *Rhys. Rev.*, 49:855, 1936.

[9] J.A. Simpson. The latitude dependence of neutron density in the atmosphere as a function of altitude. *Phys. Rev.*, 73:1389, 1948.

[10] L.C.L. Yuan. On the latitude dependence of the absolute neutron intensities in cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 76:1267, 1949.

[11] O. Hahn and F. Strassmann. *Die Naturwissenschaften*, 26:755, 1938.

[12] O. Hahn and F. Stassmann. Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle. *Die Naturwissenschaften*, 27:11,89,163,529, 1939.

[13] H. Rauch, G. Badurek, E. Jericha, and M. Regler. Austron and its notable new features. *Applied Physics A*, 74(49), 2002.

[14] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurements.* John Wiley and Sons, New York, 2000.

[15] E. Fermi and W. H. Zinn. Reflection of neutrons on mirrors. *Phys. Rev.*, 70:103, 1946.

[16] V.F. Sears. *Neutron Optics.* Oxford University Press, 1989.

[17] A.G. Klein and A. Zeilinger. Wave optics with cold neutrons, ILL-Workshop on Reactor-Based Fundamental Physics. *J.physique*, 45:C3–239, 1984.

[18] F. Mezei. Novel Polarized Neutron devices: Supermirror and Spin Component Devices. *Communications on Physics*, 1:81–85, 1976.

[19] R. Hock, T. Vogt, J. Kulda, Z. Mursic, H. Fuess, and A. Magerl. Neutron backscattering on vibrating silicon crystals - experimental results on the neutron backscattering spectrometer IN10. *Z.Physik B*, 90:143–153, 1993.

[20] W. Gavin Williams. *Polarized Neutrons*. Clarendon Press - Oxford, 1988.

[21] G. Badurek, H. Rauch, and A. Zeilinger. Dynamic Concepts in Neutron Polarization. *Z.Physik B*, 38:303–311, 1980.

[22] S. Müller and G. Badurek. Loss-free polarization of pulsed neutron beams. *Applied Physics A*, 74(231), 2002.

[23] Gerald Badurek. *Habilitation : Physik polarisierter Neutronen*. Technische Universität Wien, 1982.

[24] G. Badurek. Fast Inversion of Neutron Spin. *Nuclear Instruments & Methods*, 189:543–553, 1981.

[25] G. Badurek, A. Kollmar, A. Seeger, and W. Schalt. Use of a drabkin spin resonator in inverted geometry neutron time-of-flight spectroscopy. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 309(275-283), 1991.

[26] G.Badurek and E.Jericha. Upon the versatility of spatial neutron magnetic spin resonance. *Physica B*, 335:215–218, 2003.

[27] Harald Weinfurter. *Energieänderung und Flippwahrscheinlichkeit von Neutronen in hochfrequenten Magnetfeldern*. PhD thesis, TU Wien, 1987.

[28] H. Weinfurther, G. Badurek, H. Rauch, and D. Schwahn. Inelastic action of a gradient radio-frequency neutron spin flipper. *Z.Phys.B*, 72:195–201, 1988.

[29] A. Steyerl. Very low engery neutrons. *Neutron Physics, Springer Tracts in Modern Physics*, 80:57, 1977.

[30] R. Golub and J. M. Pendlebur. Ultra-cold neutrons. *Rep. Prog. Phys.*, 42(439), 1979.

[31] Robert Golub, David J. Richardson, and Steve K. Lamoreaux. *Ultra-Cold Neutrons*. Adam Hilger, 1997.

[32] K.-J. Kügler, K. Moritz, W. Paul, and U. Trinks. NESTOR - A magnetic storage ring for slow neutrons. *Nucl. Instr. and Meth.*, 228:240, 1985.

[33] O. Zimmer. A method of magnetic storage of ultra-cold neutrons for a precise measurement of the neutron lifetime. *Nucl. Part. Phys.*, 26:67–77, 2000.

[34] H. Rauch. Novel beam bunching methods by perfect crystals and electromagnetic means. In *Neutron Scattering in the Nineties*, page 35, 1985.

[35] M. Schuster. *Ein Perfekt-Kristall als Neutronenspeicher*. PhD thesis, TU Wien, 1990.

[36] M. Schuster, H. Rauch, E. Seidl, E. Jericha, and C.J. Carlile. Test of a perfect crystal neutron storage device. *Phys. Lett. A*, 144:297, 1990.

[37] E. Jericha. *Speicherung kalter und thermischer Neutronen mit Perfektkristallen an einer gepulsten Quelle*. PhD thesis, TU Wien, 1996.

[38] M.R. Jäkel. Optimierung eines Neutronenresonators. Master's thesis, Johannes Kepler Universität Linz, 1996.

[39] D.E. Schwab. Speicherung mehrfacher Neutronenpulse mit einem Silizium-Perfektkristall. Master's thesis, Technische Universität Wien, 1998.

[40] R. Loidl. Einfluss von Vibrationen auf die Speicherung von Neutronen. Master's thesis, TU Wien, 2000.

[41] T. Dombeck, R. Ringo, D.D. Koetke, H. Kaiser, K. Schoen, S.A. Werner, and D. Dombeck. Measurement of the neutron reflectivity for bragg reflections off a perfect silicon crystal. *Physical Review A*, 64(053607), 2001.

[42] R. Hock, K.D. Liss, A. Magerl, O.G. Randl, and A. Remhof. Neutron Storage in a Longitudinally Vibrating Silicon Crystal. *Journal of Applied Crystallography*, 31(2):223–34, 1998.

[43] K.D. Liss, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magerl, M. Krisch, and R. Tucoulou. Storage of x-ray photons in a crystal resonator. *Nature*, 404(371-373), 2000.

[44] H. Rauch and D. Petraschek. *Neutron Diffraction*, chapter Dynamical theory of neutron diffraction, page 303. H. Dachs (editor) Springer Verlag, Berkin, 1978.

[45] W. H. Zachariasen. *Theory of X-ray diffraction in crystals*. Dover Publications, New York, 1967.

[46] U. Bonse and M. Hart. *Appl. Phys. Lett.*, 7:238–240, 1965.

[47] M. Schuster, C.J. Carlile, and H. Rauch. Neutron storage between perfect silicon crystal plates. *Z.Phys*, B85:49, 1990.

[48] A. Steyerl. Effect of surface roughness on the total reflexion and transmission of slow neutrons. *Z.Physik*, 254:169, 1972.

[49] J.A. Ogilvy. Wave scattering from rough surfaces. *Rep. Prog. Phys.*, 50:1553, 1987.

[50] G. Evrard and M. Jäkel. Simmulation of the VESTA Neutron Storage Devive. 2002.

[51] H. Rauch. Perfect crystal and magnetic field beam tailoring. In *Proc. of ICANS IX, Villigen: PSI*, page 125, 1986.

[52] Luis W. Alvarez and F. Bloch. A quantitative determination of the neutron moment in absolute nuclear magnetons. *Phys. Rev.*, 57:111, 1940.

[53] B. Alefeld, G. Badurek, and H. Rauch. Observation of the Neutron Magnetic Resonance Energy Shift. *Z.Phys. B*, 41:231–235, 1981.

[54] G. Badurek, H. Rauch, and D. Tuppinger. Neutron interferometric double-resonance experiment. *Physical Review A*, 34(4):2600–2608, 1986.

[55] H. Freisleben and H. Rauch. Neutron Spin-Flip-Chopper with High Repetition Rates. *Nuclear Instruments and Methods*, 98:61–67, 1972.

[56] J.E. Sherwood, T.E. Stephenson, and Seymour Bernstein. Stern-Gerlach Experiment on Polarized Neutrons. *Physical Review*, 96(6):1546, 1954.

[57] W. Just, C.S. Schneider, and C.G. Shull R. Ciszewski. Refraction of themal neutrons by shaped magnetic fields. *Phys.Rev.B*, 4142, 1973.

[58] A. Zeilinger and C.G. Shull. Magnetic field effects on dynamical diffraction of neutrons by perfect crystals. *Phys.Rev.B*, 19(3957), 1979.

[59] B. Alefeld, G. Badurek, and H. Rauch. Longitudinal Stern-Gerlach Effect with Slow Neutrons. *Physical Letters*, 83A(1):32, 1981.

[60] D.E. Schwab. *Neutron Energy Focusing by means of Magnetic Fields.* PhD thesis, TU Wien, 2002.

[61] S. Ikeda and J.M. Carpenter. Wide-energy-range, high resolution measurements of neutron pulse shapes of polyethylene moderators. *Nucl.Instr. and Meth. A*, 239:536, 1985.

[62] M.R. Jäkel, C.J. Carlile, E. Jericha, D.E. Schwab, and H. Rauch. New Measurements with a Perfect Crystal Cavity for Neutrons. In *EUV, X-Ray, and Neutron Optics and Sources*, page 353. SPIE Vol. 3767, 1999.

[63] E. Jericha, H. Rauch, M. Schuster, and C.J. Carlile. VESTA - A new beamline for cold neutron storage experiments on ISIS. *ICANS XII*, 1, 118,(Rutherford Appleton Laboratory Report 94-025), 1994.

[64] M. Schuster, E. Jericha, C.J. Carlile, and H. Rauch. A cold neutron storage device and a neutron resonator. *Physica B*, 180-181:997, 1991.

[65] M. Schuster, C.J. Carlile, E. Jericha, and H. Rauch. Towards a perfect crystal resonator. *SPIE - Neutron Optical Devices and Applications*, 1738:406, 1992.

[66] E. Jericha, C.J. Carlile, and H. Rauch. Performance of an improved perfect crystal neutron storage cavity. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, 379:330–334, 1996.

[67] E. Jericha, C.J. Carlile, M. Jäkel, and H. Rauch. Cold neutron storage by perfect crystals. *Physica B*, 234-236(1066-1067), 1997.

[68] E. Jericha, D.E. Schwab, C.J. Carlile, M.R. Jäkel, R. Loidl, and H. Rauch. Storage of multiple cold neutron pulses with perfect crystals. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A*, 440:597–603, 2000.

[69] Victoria Corregidor. VESTA Beam Profile and the Increase of Stored Wavelenghts, 2000.

[70] Steve Stoneham. Private Mitteilungen. 2001.

[71] S.F. Parker, C.J. Carlile, T. Pike, J. Tomkinson, R.J. Newport, C. Andreani, F.P. Ricci, F. Sacchetti, and M. Zoppi. TOSCA: a world class inelastic neutron spectrometer. *Physica B*, 241-243:154–156, 1998.

[72] Z.A. Bowden, M. Celli, F. Cilloco, D. Colognesi, R.J. Newport, S.F. Parker, F.P. Ricci, V. Rossi-Albertini, F. Sacchetti, J. Tomkinson, and M. Zoppi. The TOSCA incoherent inelastic neutron spectrometer: progress and results. *Physica B*, 98-99:276–278, 2000.

[73] W.G. Williams, R.M. Ibberson, P. Day, and J.E. Enderby. Gem - General Materials Diffractometer at ISIS. *Physica B*, 241-243:234–236, 1998.

[74] J. Kleinfellner et al. KARMEN at ISIS - The Advantage of a Pulsed Neutrino Source in the Search for Neutrino Oscillations and Neutrino Nuclear Iinteractions. *Nuclear Physics A*, A629:507c–516c, 1998.

[75] B. Zeitnitz et al. KARMEN - neutrino physics at ISIS. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 32:351–373, 1994.

[76] M.A. Adams, W.S. Howell, and M.T.F. Telling. *The IRIS User Guide*. ISIS Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton-Didcot, OX11 0QX, 2nd edition, January 2001.

[77] C.J. Carlile and M.A. Adams. The design of the IRIS inelastic spectrometer and improvements to its analysers. *Physica B*, 182:431, 1992.

[78] C.J. Carlile, M.A. Adams, P.S.R. Krishna, M. Prager, K. Shibata, and P. Westerhuijs. Less background, better contrast by cooling the analyser crystals. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 338:78, 1994.

[79] David Martin y Marero, Dennis Engberg, and Ken H. Andersen. OSIRIS: the polarisation analysis spectrometer and diffractometer at ISIS. *Physica B*, 276-278(150-151), 2000.

[80] B. Alefeld. Backscattering at a pulsed neutron source, the MUSICAL instrument. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 355:478–483, 1995.

[81] B. Alefeld. Ein perfekter Kristall mit Temperaturgradient als Neutronenmonochromator. *Z. Phys.*, 228(454), 1969.

[82] M.R. Jäkel. *The Vesta II User Manual*. Atominstitut Wien, 1st edition, 2003.

[83] Rainer Hock. *Habilitation : Beugung von Neutronen und hochenergetischer Röntgenstrahlung an schwingenden Silizium Kristallen*. Julius-Maximilian-Universität Würzburg, 1998.

[84] R. Michalec, P. Mikula, M. Vrana, J. Kulda, B. Chalupa, and L. Sedlakova. Neutron diffraction by perfect crystals exited into mechanical resonance vibrations. *Physica B*, 151:113, 1988.

[85] Michael Clarke-Gayther. ISIS/Vesta/Electric Fault Finding/Waveform Measurements and Analysis. Technical report, Rutherford Appleton Laboratory, 1999.

[86] D. Windisch and P. Becker. Silicon lattice parameters as an absolute scale of lengths for high precision measurements of fundamental constants. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 118:379, 1990.

[87] C.G. Shull and J.A. Oberteuffer. Spherical-wave neutron propagation and Pendellösung fringe structure in silicon. *Phys. Rev. Lett.*, 29:871, 1972.

[88] Y. Okada and Y. Tokumaru. Precise determination of lattice parameter and thermal expansion coefficient of silicon between 300 and 1500K. *J. Appl. Phys.*, Vol. 56(2):314–20, 15 July 1984.

[89] P. Becker, K. Dorenwendt, G. Ebeling, R. Lauer, W. Lucas, R. Probst, H.-J. Rademacher, G. Reim, P. Seyfried, and H. Siegert. Absolute measurement of the (220) lattice plane spacing in a silicon crystal. *Phys. Rev. Lett.*, 46:1540, 1981.

[90] R.J. Buchelt. *Spin Dynamics in Polarized Neutron Interferometry.* PhD thesis, TU Wien, 2000.

[91] Edward M. Purcell. *Berkeley Physik Kurs Bd. 2 - Elektrizität und Magnetismus.* Vieweg, Wiesbaden, 1989.

[92] E. Melkonian. Slow neutron velocity spectrometer studies of O2, N2, A, H2, H20 and seven hydrocarbons. *Phys. Rev.*, 76:1750, 1949.

[93] Kurt Müller. *Festigkeitslehre.* Vogel-Fachbuch, Würzburg, 2 edition, 2002.

[94] G. Knappstein. *Aufgaben zur Festigkeitslehre.* Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 1998.

[95] M. Villa, M. Baron, G. Badurek, H. Böck, R.J. Buchelt, M. Hainbuchner, S. Ismail, and S. Körner. Neutron Beam Utilization at the TRIGA Mark II Reactor Vienna. In *Int.Conf. on Nuclear Energy in Central Europe 6-9.9.1999 Portoroz/Slovenia*, page 105, 1999.

[96] R. Buchelt. Implementierung eines neuen CoFe-TiZr-Superspiegelsystems am tangentialen Strahlrohr des TRIGA Reaktors Wien. Master's thesis, TU Wien, 1997.

[97] B. Misra and E.C.G. Sudarshan. Quantum zeno effect. *J. Math. Phys.*, 18:756, 1977.

[98] H. Rauch. Quantum Zeno-effect with polarized neutrons. *Physica B*, 297:299–302, 2001.

[99] H. Rauch. Unavoidable Quantum Losses in Zeno-Like Neutron Experiments. *Cybernetics and Systems*, 32:367–383, 2001.

[100] Paolo Facchi, Yoichi Nakaguro, Hiromichi Nakazato, Saverio Pascazio, Makoto Unoki, and Kazuya Yuasa. Optimization of a neutron-spin test of the quantum zeno effect. *Phys.Rev. A*, 68:012107, 2003.

# A Formelsammlung

## A.1 Allgemeine Formeln

Energie von Neutronen:

$$E_{kin} = \frac{m_n v_n^2}{2} = \frac{h^2}{2\ m_n \lambda^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\ m_n}$$

Wellenlänge von Neutronen:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad , \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\Phi(E) = \Phi_0 \frac{E}{(k_B T)^2} e^{\frac{-E}{k_B T}}$$

$$\Phi(\lambda)\delta\lambda = \frac{h^4}{m_n^4 \lambda^5} e^{\frac{-h^2}{2m\lambda^2 k_B T}} \quad , \quad \lambda_{max} = \frac{h}{\sqrt{5 m_n k_B T}}$$

Schrödingergleichung:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_n} \triangle + V(\hat{r}, t) \right] \Psi(\hat{r}, t) = E\Psi(\hat{r}, t)$$

### Reflexion von Neutronen

Bragg-Bedingung:

$$n\lambda_B = 2 d_{hkl} \sin\theta_B$$

$$k_B = \frac{2\pi}{\lambda_B} = \frac{\pi}{d_{hkl}} \quad , \quad (\theta_B = 90^\circ)$$

Reflektivität Perfektkristall:

$$R(y) = \begin{cases} \frac{\sinh^2(A\sqrt{1-y^2})}{1-y^2+\sinh^2(A\sqrt{1-y^2})} & |y|<1 \\ \frac{A^2}{A^2+1} & |y|=1 \\ \frac{\sin^2(A\sqrt{y^2-1})}{y^2-1+\sin^2(A\sqrt{1-y^2})} & |y|>1 \end{cases}$$

$$A = \frac{\pi D}{\triangle_0} = \frac{k_B D}{k\ \Lambda} = \frac{k_B^2 \triangle_k}{k\ \mathrm{f_{0G}}} D \quad , \quad \mathrm{f_{0G}} = \left|\frac{\mathrm{F_0}}{\mathrm{F_G}}\right| = \left|\frac{\mathrm{f_0}}{\mathrm{f_G}\ e^{-W_G}}\right|$$

$$y = -\mathrm{f_{0G}}\left(1 + \frac{k^2}{8\pi N b_c}\alpha\right) \quad , \quad \alpha = \frac{1}{k^2}(G^2 + 2\vec{k}\vec{G})$$

$$y = -\mathrm{f_{0G}}\left(1 + \frac{1}{\triangle_k}\left(1 - \frac{k_z}{k_B}\right)\right) \quad , \quad \triangle_k = \frac{2\pi N b_c}{k_B^2}$$

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |y| \le 1 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} & |y| > 1 \end{cases} \quad \text{(Dicke Kristalle)}$$

Reflexion an einem Neutronenleiter :

$$n \doteqdot \frac{v}{v_0} \Rightarrow n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N b_c}{2\pi} = 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2$$

$$n \approx 1 - \frac{\lambda^2 N b_c}{2\pi} \qquad (+\imath\sigma_a \frac{\lambda N}{4\pi})$$

$$\theta_c = \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{\pi}{N b_c}}} = \frac{\lambda}{\lambda_c}$$

$$R(y) = \begin{cases} 1 & |\theta| \le \theta_c \\ \left|\frac{1-\sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2}}{1+\sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2}}\right|^2 & |\theta| > \theta_c \end{cases} ,$$

## Neutronen in Magnetfeldern

Polarisierte Neutronen:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -\imath \\ \imath & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$s_i = \frac{1}{2}\hbar\sigma_i \quad (i = x, y, z) \quad , \quad \langle\sigma_i\rangle = \langle\chi|\sigma_i|\chi\rangle = P_i$$

$$\vec{P} \equiv \overline{\vec{P_i}} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \langle\chi_i|\vec{\sigma}|\chi_i\rangle \quad , \quad \frac{d}{dt}\vec{P} = -\gamma_n \vec{B}(t) \times \vec{P}(t)$$

Zeeman-Energieaufspaltung:

$$\triangle E = \mp\mu_n B \quad , \quad k' = \sqrt{k \pm B\ \frac{\mu 2 m_n}{\hbar^2}}$$

$$\lambda_\pm = \lambda\left(1 \mp \frac{\mu B}{2E}\right)$$

**Resonanz Spinflipper**

Flip-Wahrscheinlichkeit:

$$W_{flip}(\lambda, l, B_0, B_{\mathrm{rf}}, \omega) = \frac{\sin^2\left(\lambda B_{\mathrm{rf}} l \frac{\pi \mu_n m_n}{h^2} \sqrt{1 + \left(\frac{2\left(B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n}\right)}{B_{\mathrm{rf}}}\right)^2}\right)}{1 + \left(\frac{2\left(B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n}\right)}{B_{\mathrm{rf}}}\right)^2}.$$

$$B_0 - \frac{\hbar\omega}{2\mu_n} = 0 \quad \rightarrow \quad \begin{cases} \omega_{Res} = \frac{2\mu_n B_0}{\hbar} \\ f_{Res} = \frac{2\mu_n B_0}{h} \end{cases}$$

$$\frac{\mu_n B_{\mathrm{rf}}}{2\hbar}\frac{l}{v_n} = \frac{\pi}{2} \quad \rightarrow \quad B_{\mathrm{rf}} = \frac{\pi\hbar}{\mu_n}\frac{v_n}{l} = \frac{h^2}{2\mu_n l \lambda m_n} \quad .$$

Strom in Resonanzspule:

$$\frac{(2m+1)}{|\mu_n|}\pi v_n \hbar = \int B_{\mathrm{rf}} ds \cong \mu_0 N_t I_m$$

$$I_0 = \frac{v_n h}{2|\mu_n|\mu_0 N_t} = \frac{h^2}{2\mu_n \mu_0 N_t m_n \lambda}$$

Bloch-Sievert-Shift:

$$\omega_r = -\gamma_n B_0 \left(1 + \frac{B_1^2}{4B_0^2}\right) \quad , \quad B_{osz} = \frac{1}{2} B_{rot}$$

## A.2 Magnetfeld einer Rechteckspule

Gegeben sei die in Abb. 4.14 skizzierte rechteckige Spule der Höhe $h$, Breite $t$ und Länge $l$, deren Symmetriezentrum im Koordinatenursprung liegt. Weiters sei $N$ die Anzahl der Windungen pro Längeneinheit und $I$ der in einer Windung fließende Strom. Das Magnetfeld $(B_x, B_y, B_z)$ eines beliebigen Punktes $(u, v, w)$ ergibt sich durch Wegintegration des *Biot-Savart* Gesetzes

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{\vec{r}^3}$$

entlang der Spule $(d\vec{l})$ [90]. Weiters seien $\xi$, $\eta$ und $\zeta$ die Integrationsvariablen entlang der $x$, $y$ und $z$ - Richtung. Hierbei verläuft jeweils eine Integration entlang der Stomrichtung, die andere entspricht der Höhe der Spule. Streng genommen wird die Steigung der Spule nicht berücksichtigt. Insbesonders bei weit gewickelten Spulen kann deshalb das Feld durch einen Korrekturterm (z.b. eines parallel geführten Drahtes [91]) ergänzt werden.

Die $x$-Komponente des Feldes setzt sich hierbei aus den folgenden Termen zusammen:

$$B_{x2} = \frac{\mu_0 N I}{4\pi} \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-h/2}^{+h/2} \frac{\zeta - w}{\sqrt{(t/2-u)^2 + (\eta - v)^2 + (\zeta - w)^2}}\, d\eta\, d\zeta$$

$$B_{x4} = -\frac{\mu_0 N I}{4\pi} \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-h/2}^{+h/2} \frac{\zeta - w}{\sqrt{(t/2+u)^2 + (\eta - v)^2 + (\zeta - w)^2}}\, d\eta\, d\zeta$$

Dies führt zu:

$$\begin{aligned}
B_x \propto \quad & \ln\left(h-2\,v+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
- \quad & \ln\left(-h-2\,v+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
- \quad & \ln\left(h-2\,v+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)\\
+ \quad & \ln\left(-h-2\,v+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)\\
- \quad & \ln\left(h-2\,v+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
+ \quad & \ln\left(-h-2\,v+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
+ \quad & \ln\left(h-2\,v+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)\\
- \quad & \ln\left(-h-2\,v+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)
\end{aligned}$$

Zusammengefasst kann dies geschrieben werden als:

$$\begin{aligned}
B_x \quad = \quad & \frac{\mu_0 NI}{4\pi}\sum_{k,m,n=0}^{1}(-1)^{k+m+n}\\
& \cdot\ln\left((-1)^k h-2v+\sqrt{(t+(-1)^m 2u)^2+(h-(-1)^k 2v)^2+(l+(-1)^n 2w)^2}\right)
\end{aligned} \tag{A.1}$$

Analog tragen zur $y$-Komponente folgende Terme bei:

$$\begin{aligned}
B_{y1} \quad &= \quad -\frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-t/2}^{+t/2}\frac{\zeta-w}{\sqrt{(\xi-u)^2+(h/2+v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\xi\,d\zeta\\
B_{y3} \quad &= \quad \frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-t/2}^{+t/2}\frac{\zeta-w}{\sqrt{(\xi-u)^2+(h/2-v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\xi\,d\zeta
\end{aligned}$$

Das Wegintegral liefert hier:

$$\begin{aligned}
B_y \propto & -\ln\left(t-2\,u+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
& +\ln\left(-t-2\,u+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
& +\ln\left(t-2\,u+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&- \ln\left(-t-2\,u+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)\\
&+ \ln\left(t-2\,u+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
&- \ln\left(-t-2\,u+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}\right)\\
&- \ln\left(t-2\,u+\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)\\
&+ \ln\left(-t-2\,u+\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}\right)
\end{aligned}
$$

Zusammengefasst kann dies geschrieben werden als:

$$
\begin{aligned}
B_y &= \frac{\mu_0 NI}{4\pi}\sum_{k,m,n=0}^{1}(-1)^{k+m+n}\\
&\quad\cdot\ln\left((-1)^k t-2u+\sqrt{(t-(-1)^k 2u)^2+(h+(-1)^m 2v)^2+(l+(-1)^n 2w)^2}\right)
\end{aligned}
\tag{A.2}
$$

In unserm Fall entsprechen $B_x$ und $B_y$ den Streufeld-Komponenten der in $z$-Richtung ausgerichteten Spule. Da Höhe und Breite einer Rechteckspule nur eine Frage der Definition sind, sind die Gleichungen für $B_x$ und $B_y$ äquivalent. Im Gegensatz dazu setzt sich die $z$-Komponente (Länge $l$) aus den Integralen entlang aller vier Oberflächen zusammen:

$$
\begin{aligned}
B_{z1} &= -\frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-t/2}^{+t/2}\frac{h/2+v}{\sqrt{(\xi-u)^2+(h/2+v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\xi\,d\zeta\\
B_{z2} &= -\frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-h/2}^{+h/2}\frac{t/2-u}{\sqrt{(t/2-u)^2+(\eta-v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\eta\,d\zeta\\
B_{z3} &= -\frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-t/2}^{+t/2}\frac{h/2-v}{\sqrt{(\xi-u)^2+(h/2-v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\xi\,d\zeta\\
B_{z4} &= -\frac{\mu_0 NI}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\int_{-h/2}^{+h/2}\frac{t/2+u}{\sqrt{(t/2+u)^2+(\eta-v)^2+(\zeta-w)^2}}\,d\eta\,d\zeta
\end{aligned}
$$

Die Integration liefert eine Summe von 16 Termen :

$$
\begin{aligned}
B_z &\propto \sum_{1\le i\le 16}\arctan\alpha_i;\\
\alpha_1 &= \frac{(t-2\,u)\;(l-2\,w)}{(h+2\,v)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_2 &= \frac{(t+2\,u)\;(l-2\,w)}{(h+2\,v)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_3 &= \frac{(t-2\,u)\;(l+2\,w)}{(h+2\,v)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\alpha_4 &= \frac{(t+2\,u)\;(l+2\,w)}{(h+2\,v)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_5 &= \frac{(t-2\,u)\;(l-2\,w)}{(h-2\,v)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_6 &= \frac{(t+2\,u)\;(l-2\,w)}{(h-2\,v)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_7 &= \frac{(t-2\,u)\;(l+2\,w)}{(h-2\,v)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_8 &= \frac{(t+2\,u)\;(l+2\,w)}{(h-2\,v)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_9 &= \frac{(h-2\,v)\;(l-2\,w)}{(t-2\,u)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_{10} &= \frac{(h+2\,v)\;(l-2\,w)}{(t-2\,u)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_{11} &= \frac{(h-2\,v)\;(l+2\,w)}{(t-2\,u)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_{12} &= \frac{(h+2\,v)\;(l+2\,w)}{(t-2\,u)\;\sqrt{(t-2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_{13} &= \frac{(h-2\,v)\;(l-2\,w)}{(t+2\,u)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_{14} &= \frac{(h+2\,v)\;(l-2\,w)}{(t+2\,u)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l-2\,w)^2}}\\
\alpha_{15} &= \frac{(h-2\,v)\;(l+2\,w)}{(t+2\,u)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h-2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}\\
\alpha_{16} &= \frac{(h+2\,v)\,(l+2\,w)}{(t+2\,u)\;\sqrt{(t+2\,u)^2+(h+2\,v)^2+(l+2\,w)^2}}
\end{aligned}
$$

Zusammengefasst lässt sich dies schreiben als :

$$
\begin{aligned}
B_z \;=\; & \frac{\mu_0 N I}{4\pi}\sum_{k,m,n=0}^{1}\arctan\left[\left(\frac{t+(-1)^m 2u}{h+(-1)^n 2v}\right)^{(-1)^p}\right.\\
& \left.\cdot\frac{l+(-1)^k 2w}{\sqrt{(t+(-1)^m 2u)^2+(h+(-1)^n 2v)^2+(l+(-1)^k 2w)^2}}\right]
\end{aligned}
\tag{A.3}
$$

# B
# Tabellen

## B.1 Verwendete Konstanten

### Allgemeine Naturkonstanten

Die für Berechnungen verwendeten Naturkonstanten. Soweit nicht anders vermerkt sind diese Werte aus CODATA-98 übernommen.

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $h =$ | 6.62606876(52) | $\cdot 10^{-34}$ | J s | Planck Konstante |
| $\hbar =$ | 1.054571596(82) | $\cdot 10^{-34}$ | J s | $h/2\pi$ |
| $c =$ | 299 792 458 | | m / s | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum |
| $eV =$ | 1.602176462(63) | $\cdot 10^{-19}$ | J | Elektronenvolt |
| $\mu_0 =$ | $4\ \pi$ | $\cdot 10^{-7}$ | V s / A m | Magnetische Feldkonstante |
| $\mu_N =$ | 5.05078317(20) | $\cdot 10^{-27}$ | J / T | Kernmagneton |
| $m_n =$ | 1.67492716(13) | $\cdot 10^{-27}$ | kg | Masse des Neutrons |
| $\gamma_n =$ | 1.83247188(44) | $\cdot 10^{8}$ | 1 / s T | Gyromag. Verhältnis des Neutrons |
| $\mu_n =$ | -0.96623640(23) | $\cdot 10^{-26}$ | J / T | Magnetisches Moment des Neutrons |
| $\alpha_{Si} =$ | 2.56 | $\cdot 10^{-6}$ | 1 / K | Linearer Expansionskoeffizient von Silizium [88] |

## VESTA / ISIS spezifische Konstante

Eine Auswahl der für die Speicherung von Neutronen relevanten Größen. Die angegebenen Werte beziehen sich auf eine Temperatur von 22.5° Celsius.

### Werte gespeicherter Neutronen der (111) Bragg-Reflexion

| | | | |
|---|---|---|---|
| $\lambda_B =$ | 6.271202 | Å | Wellenlänge der Neutronen |
| $k_B =$ | 1.001911 | $Å^{-1}$ | Wellenvektor der Neutronen |
| $v_B =$ | 630.825466 | m $s^{-1}$ | Geschwindigkeit der Neutronen |
| $E_B =$ | 2.080050 | meV | Energie der Neutronen |
| $l_{Si} =$ | 1.063994 | m | Innerer Abstand der Silizium-Platten |
| $t_T =$ | 3.373338 | ms | Flugzeit für eine Traverse (2 $l_{Si}$) |

### Vergleich der charakteristischen Größen relevanten Reflexionen

| | (111) | | (333) |
|---|---|---|---|
| Gitterabstand $d_{hkl}$ | 3.13560104 (20) | Å | 1.04520035 |
| Wellenlänge $\lambda$ | 6.2712 | Å | 2.09040070 |
| $k_B$ | 1.00191083 | $Å^{-1}$ | 3.00573250 |
| $v_B$ | 630.82487 | m/s | 1892.4746 |
| $E_B$ | 2.0800479 | meV | 18.720431 |
| Debye-Waller Faktor | 0.9886 | | 0.9021 |
| Therm. Gitterfaktor $f_{OG}$ | 1.43049(36) | | 1.5676(36) |
| Charakt. Länge $\Lambda$ | 11.006(6) | $\mu$m | 36.184(85) |
| Pendellösungslänge $\Lambda_0(k_B)$ | 34.577(19) | $\mu$m | 113.675(266) |
| $\Delta_k$ | 12.9723(63) $\cdot 10^{-6}$ | | 1.4414(7) $\cdot 10^{-6}$ |
| A(D) | 355.25(49) | | 108.06(29) |
| $\Delta k/k_B$ | 18.137(10) $\cdot 10^{-6}$ | | 1.839(4) $\cdot 10^{-6}$ |
| $(\delta k/k_B)_{\max}$ | 22.041(11) $\cdot 10^{-6}$ | | 2.361(2) $\cdot 10^{-6}$ |
| $\Delta\theta(k_B)$ | 12.0455(33) | mrad | 3.855(45) |

### Gravitations- und Erdmagnetfelddaten für den Zeitraum der Messungen

| | | | |
|---|---|---|---|
| $g =$ | 9.8117 | | Gravitationskonstante (Mittelwert aus Brize-Norton, Wallingford und Newbury) |
| $B_E =$ | 48.180 | $\mu$T | Mittleres Magnetfeld der Erde für Harland, England [Britsih Geological Survey]. (Nord = 19462 nT, Ost = -1621 nT, Vertikal = 44051 nT) |

## B.2 Kenndaten der Komponenten

**Speicherkristall**

| | | | |
|---|---|---|---|
| Gesamtlänge | $l$ | 1071.814 | mm |
| Kristallbasis | $h_B, b_B$ | 20×30 | mm |
| Plattenabstand | $l_T$ | 1063.994 | mm |
| Plattenfläche | | 52×30 | mm |
| Plattendicke | $d_{Si}$ | 3.910 (5) | mm |
| Dichte | $\varrho_{Si}$ | 2.333 | g/cm$^3$ |
| Gesamtmasse | | 1.5 | kg |

**Neutronenleiter**

| | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Float Glas | Länge | 1063 mm |
| Dichte | 2.52 g/cm$^3$ | Außenmaße | 55.2 x 45.8 mm |
| Masse | 3.65 kg | Innenmaße | 43 x 26 mm |
| Glasdicke | 6-10 mm | Cut-Out | 100 x 2 mm |

**NMR Magnet**

| | | |
|---|---|---|
| Haupterregung | $C$ | 2 x 2500 Windungen<br>3.4 mm Ø Cu-Draht<br>6.9 Ω Kaltwiederstand |
| Nebenerregung | | 2 x 300 Windungen<br>1.2 mm Ø Cu-Draht<br>5 Ω Kaltwiederstand |
| Maximaler Strom | $I_{max}$ seriell | 20 Amp. (33%) |
| | $I_{max}$ paralell | 40 Amp. (66%) |
| Max. Wasserdruck | $Wd_{max}$ | 3 bar |
| Min. Wasserdruck | $Wd_{min}$ | 1 bar |
| Max. Flowrate | $Fl_{max}$ | 20 l/min |
| Norm. Flowrate | $Fl_{norm}$ | 10-15 l/min bei 1.5 bar |

**Signalgenerator SMY01 (SMY-B1)**

| | | | |
|---|---|---|---|
| Min. Frequenz | 9 kHz | Einschwingzeit | < 60 ms |
| Max. Frequenz | 1.04 GHz | Pulsmodulation | ON/OFF > 80 dB |
| Schrittweite | 1 Hz | Anstiegszeit | 4 $\mu$s (10% / 90%) |
| RF Ausgang | N-Buchse | Abfallzeit | 4 $\mu$s (90% / 10%) |
| Sweepschrittweite | 10 ms - 5 s | Rel. Frequenzfehler | $< 10^{-9}/\,\mathrm{Tag} + 5 \cdot 10^{-8}$ |

**Signalverstärker 75A250**

| | | | |
|---|---|---|---|
| Frequenzband | 10 kHz - 250 MHz | Verstärkung (max) | 49 dB min. |
| Eingangsleistung Nom. | 1 mW | Max. Eingangsleistung | 20 mW |
| Ausgangsleistung Nom. | 100 W | Eingangswiederstand | 50 Ω |
| Ausgangsleistung Min. | 75 W | Ausgangswiederstand | 50 Ω |
| Max. Eingangsspannung | 1 V | Min. Frequenz (Spule) | 10 MHz |

**Spin - Flipper**

| Resonanzspule | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Silber/Kupfer | Länge | 97 mm |
| Durchmesser Ø | 1.5 mm | Breite | 44.5 mm |
| Windungen | 14 | Höhe | 55 mm |
| Speisewindungen | 4 | Min. Frequenz | 10 MHz |
| Induktivität | 5.5 $\mu H$ | Kaltwiderstand | 0.03 Ω |
| Plattenkondensator | | | |
| Al-Platten | 50×20×0.5 mm | Isolation | Teflon 0.5 mm |
| Überdeckung | 38×20 mm | Plattenzahl | 2-12 |
| Plattenabstand | 3 mm | Kapazität | 4 pF - 12 pF |

**Vakuumgefäß**

| | | | |
|---|---|---|---|
| Material | Edelstahl | Außenmaße | 418×1350×400 (158) mm |
| Masse | ca. 171 kg | Innenmaße | 380×1310×360 (116) mm |
| Oberer Ring | 18×27 mm | Oberer Deckel | 20 mm Al , 15.5 kg |
| Seitenwände | 10 mm | Magnetfenster | Ø 360 mm (310 mm) |
| Bodenplatte | 20 mm | Seitenfenster | Ø 149 mm (100 mm) |
| Pumpsystem | Turbomolekular- | Meßsonden | Penning |
| | + Rotationspumpe | | Pirani |
| Volumen | 82 Liter | Druck | $\geq 10^{-6}$ mbar |

**Detektorsystem**

| Detektor | Spektrum | Beschreibung | Art | Hochspannung [V] |
|---|---|---|---|---|
| Vesta1 | 3 | Hauptdetektor | He 3 Gas | 1225 (Channel 16) |
| Vesta2 | 2 | Side Detector (Fence) | He 3 Gas | 1340 (Channel 17) |
| Vesta3 | 4 | Side Detector (Beam) | He 3 Gas | 1340 (Channel 17) |
| Vesta4 | 1 | Beam Monitor | Scintillator | 1050 (Channel 18) |

## B.3 Parameter File des Steuerprogramms

Während der in Kapitel 5 präsentierten Messungen wurde eine neue Version (2.1) des Steuerprogramms VCP verwendet. Anbei ein Beispiel eines Parameter-Files der zum Zeitpunkt der Messungen aktuellen Version. Die Angaben in eckigen Klammern zeigen die verschiedenen Optionen bei bestimmten Eingaben an.

| **Beispiel eines VCP21.dat Steuerfiles** | | |
|---|---|---|
| Eintrag | Beschreibung | Anmerkung |
| `Frames: 10000` | Anzahl der Durchläufe des Experiments | Normalerweise 1000 - 10000 |
| `Shutter: N` | Shutter in Betrieb [S] oder nicht in Betrieb [N] | Bei Messungen mit polarisierten Neutronen wird der Shutter nicht verwendet. |
| `BSMode: B` | Blank [B] / Sequenz [S] | Sequenzmodus nicht kompatibel mit Signalgenerator SMY01. |
| `LngShrt: S` | Short [S] / Long [L] | Derzeit nicht verwendet. |
| `SglMult: S` | [S,M] | Derzeit nicht verwendet. |
| `tShuttr: 10000` | - | Derzeit nicht verwendet. |
| `tBlank: 5000` | - | Derzeit nicht verwendet. |
| `tSigOn: 2500` | - | Derzeit nicht verwendet. |
| `Board: 816` | [816, 832, 848] Nummer des angesprochenen SCE Einschubs | Einschub 1 bis 3 von oben. Derzeit wird nur die Verwendung eines Boards unterstützt. |
| `Clock: 10000042` | Frequenz der Board-Clock | Gemessene Frequenz des jeweiligen Einschubs. Etwa 10 MHz. |
| `Mode: 1` | [1,2,3,4] Operationsmodus | Siehe Abschnitt 3.3 |
| `Status: 1` | | |
| `Cycle_1: 7` | [0,1,3,5,7...] Freigabe der Signale für diesen Cycle | 0 = Cycle nicht aktiv; 1 = aktiv, es werden jedoch keine Signale gesendet; 3 = aktiv, senden von MS1; 5 = aktiv, senden von MS2; 7 = aktiv, senden von MS1 und MS2. |
| `CLK01 2` | Timer Auflösung. Bestimmt maximale Zeit von T01 | 1 = T 01 bis 10 ms, 2 = bis 60 ms, 3 = bis 600 ms ... |
| `T01 : 45000` | Zeitspanne bis zum Ende der Datenaufnahme | Bestimmt durch T23 und Flugzeit bis zu den Detektoren |
| `CLK11 2` | Timer Auflösung | - |
| `T11 10000` | Zeit bis Signal MS1 | (z.B. Beginn Spin-Flipper Betrieb) |
| `CLK21 2` | - | - |
| `T12: 5000` | Dauer des Signals MS1 | (z.B. Dauer Spin-Flipper Betrieb) |
| `CLKM1 2` | - | |
| `TM1: 49000` | Zeit / Shutter-Schließen | Signal für Schließen des Shutters. |
| `CLKE1 2` | - | |
| `TE1: 2000` | Dauer Shutter-Signal | Dauer des Signals an Magnetventil |
| `Cycle_2: 7` | Freigabe / Signale Cycle 2 | Siehe `Cycle_1` |

*Fortsetzung auf nächster Seite*

| *Fortsetzung von vorheriger Seite* | | | |
|---|---|---|---|
| Eintrag | | Beschreibung | Anmerkung |
| `CLK02` | `2` | - | - |
| `T02:` | `15000` | - | - |
| `CLK12` | `2` | - | - |
| `T12:` | `10000` | - | - |
| `CLK22` | `2` | - | - |
| `T22:` | `5000` | - | - |
| `CLKM2` | `3` | - | - |
| `TM2:` | `49000` | - | - |
| `CLKE2` | `3` | - | - |
| `TE2:` | `2000` | - | - |
| `Cycle_3:` | `7` | Freigabe / Signale Cycle 3 | Siehe `Cycle_1` |
| `CLK03` | `2` | - | - |
| `T03:` | `35000` | - | - |
| `CLK13` | `1` | - | - |
| `T13:` | `1` | - | - |
| `CLK23` | `2` | - | - |
| `T23:` | `10000` | - | - |
| `CLKM3` | `4` | - | - |
| `TM3:` | `49000` | - | - |
| `CLKE3` | `4` | - | - |
| `TE3:` | `2000` | - | - |

# C
# Konstruktionszeichnungen

Im Folgenden wird eine Auswahl der für diese Dissertation angefertigten Konstruktionszeichnungen wiedergegeben.

| | |
|---|---|
| VES-NMR001 | Der verwendete NMR Magnet Bruker B-E 25 C8 |
| VES-NMR002 | Seiten- und Aufsicht des NMR Magneten |
| VES-GRG001 | Das Edelstahl-Grundgerüst |
| VES-VAC010 | Das Vakuumgefäß in verschiedenen Ansichten |
| VES-VAC003 | Befestigungen der Plattformen / Vakuumgefäß-Bodenplatte |
| VES-POB001 | Die oberen Plattformen |
| VES-VAC004 | Der Aluminium Hauptdeckel |
| VES-VAC006 | Die inneren Plattformen des Vakuumgefäßes |
| VES-MKB001 | Das Kristallbett des Speicherkristalls |
| VES-KBT002 | Die Auflage des Kristallbetts |
| VES-MVS001 | Seitenansicht des Experiments ohne Grundgerüst |
| VES-UPL001 | Die untere Plattform inklusive Vakuumgefäß-Halterung |
| VES-FMA001 | Die Magnetfelddeckel des Vakuumgefäßes |
| VES-FNI001 | Neutronen-Eintrittsfenster |
| VES-FNO001 | Neutronen-Austrittsfenster |
| VES-FVA001 | Der Adapterflansch für die Vakuumpumpe |
| VES-FHF002 | Die Vakuumdurchführung der Hochfrequenz-Leitungen |
| VES-FST001 | Die Vakuumdurchführung der elektrischen Leitungen |
| | Der Experimentierbereich von *VESTA* an der IRIS Beamline |
| | 3D-Darstellung des Experimentierbereichs |

(Maßangaben in Millimetern)

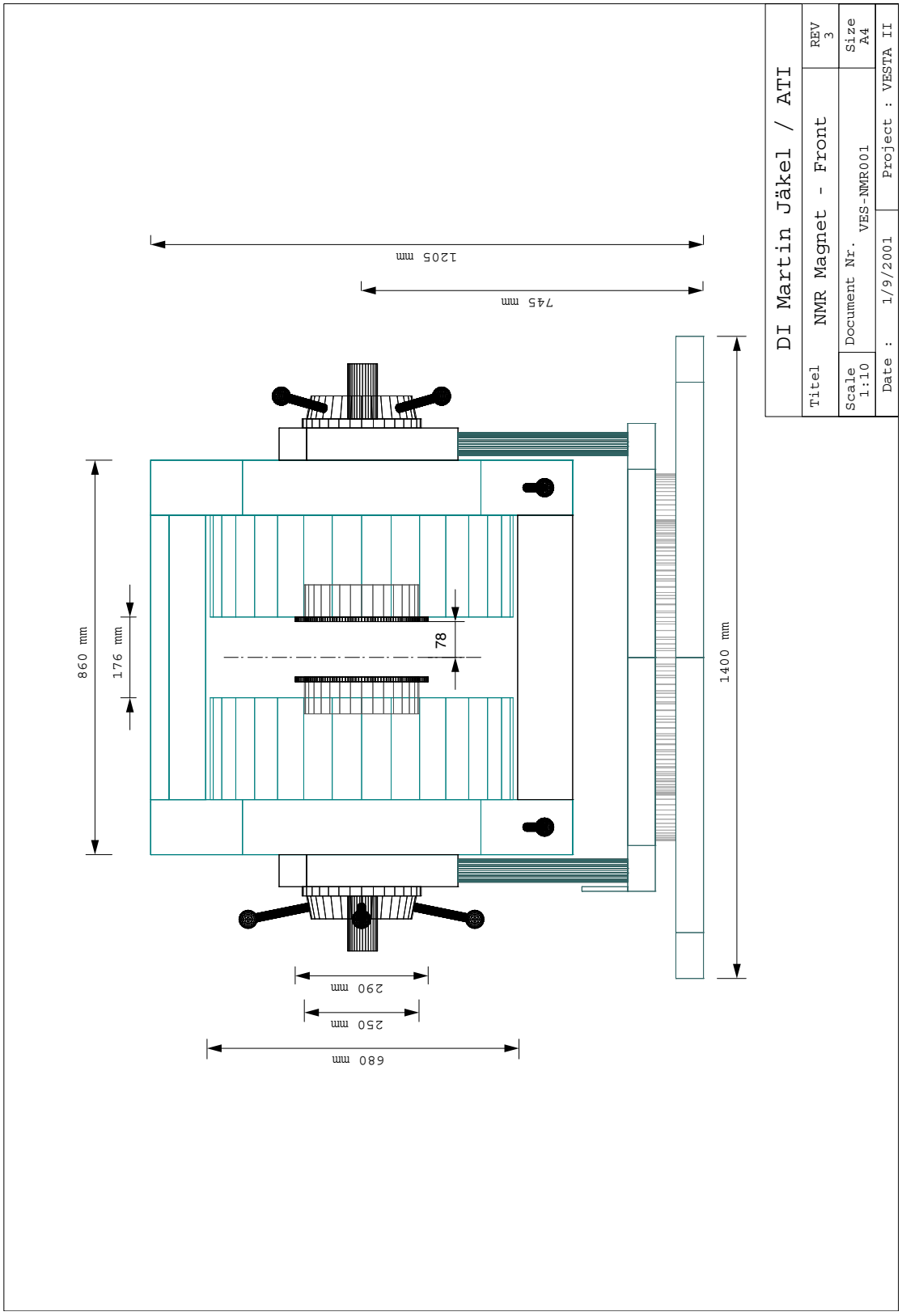



Abbildung C.1: Der verwendete NMR Magnet Bruker B-E 25 C8.

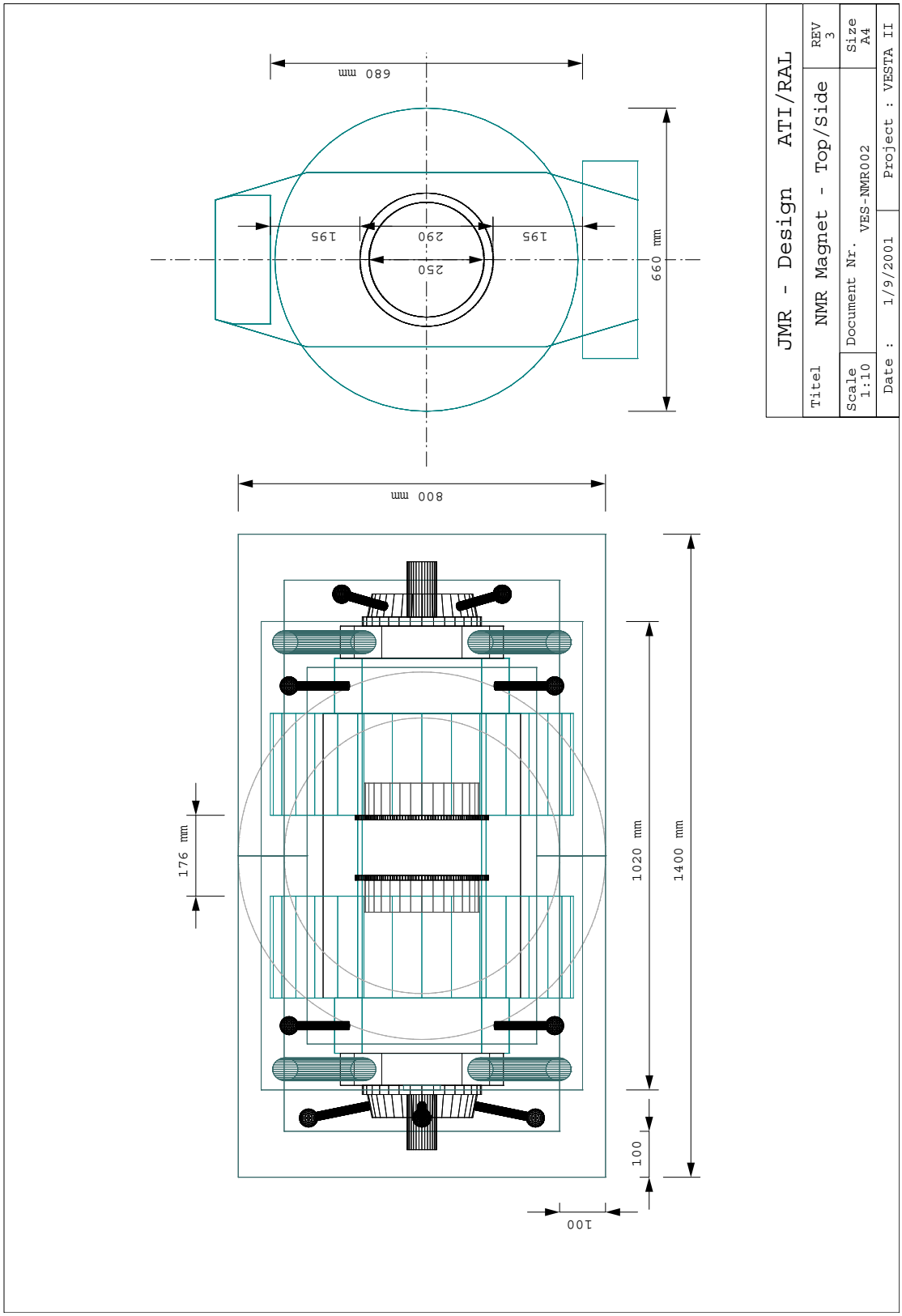



Abbildung C.2: Seiten- und Aufsicht des NMR Magneten.

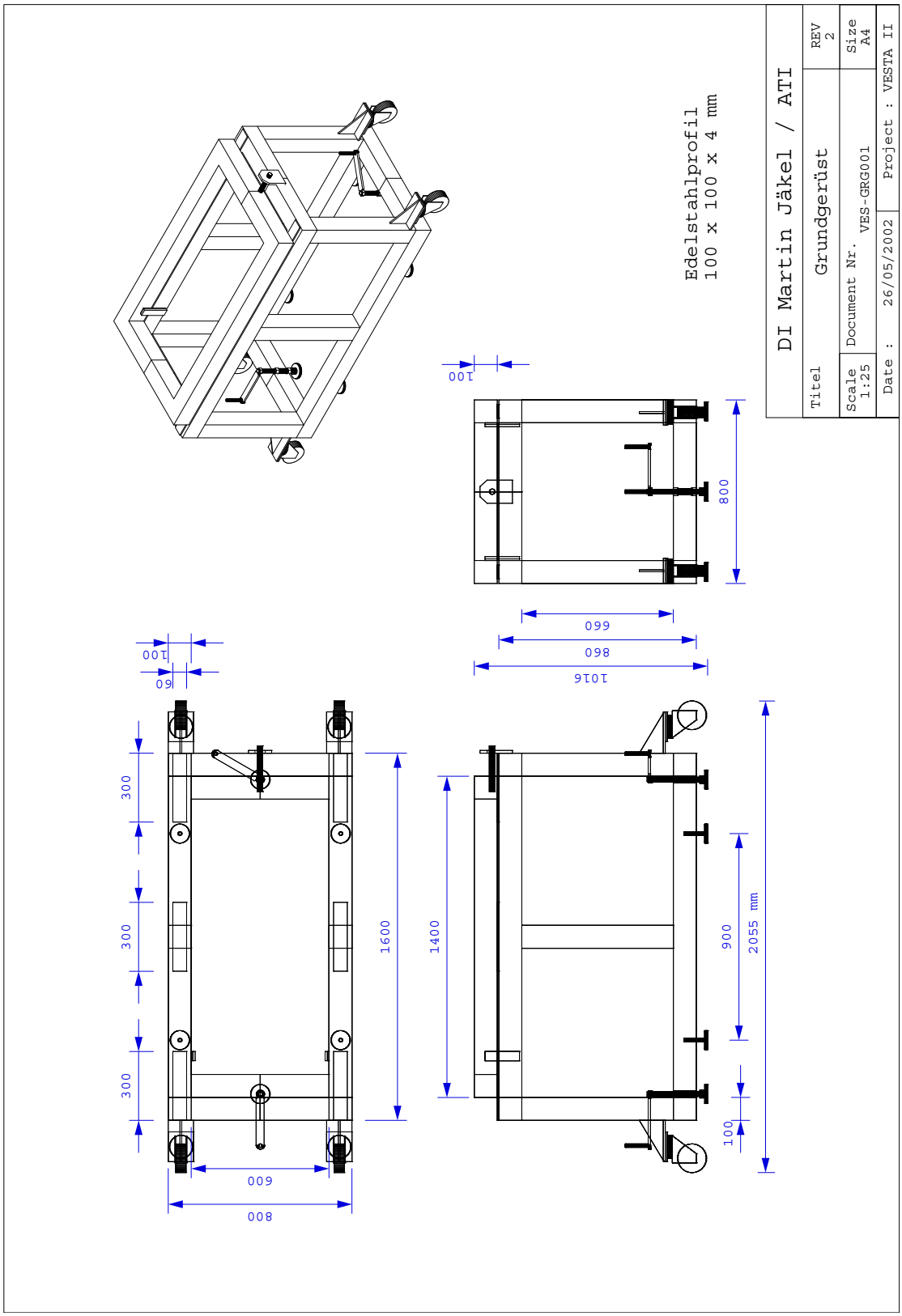



Abbildung C.3: Das Edelstahl-Grundgerüst zur Justierung und zum Transport des NMR-Magneten.

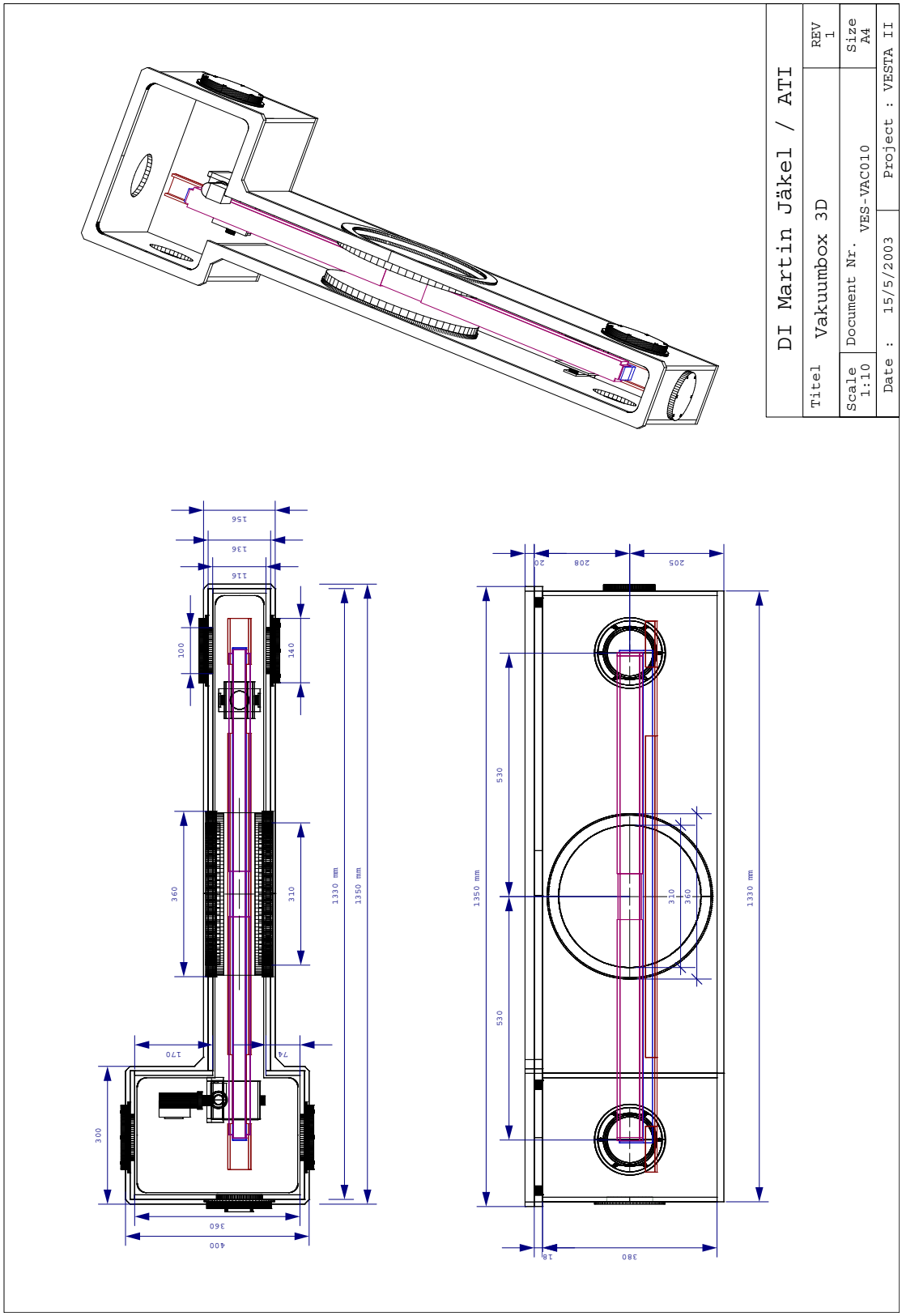



Abbildung C.4: Das Vakuumgefäß in verschiedenen Ansichten. Zusätzlich eingezeichnet sind Speicherkristall und Neutronenleiter. Die Justierung der neutronenoptischen Komponenten ist angedeutet.

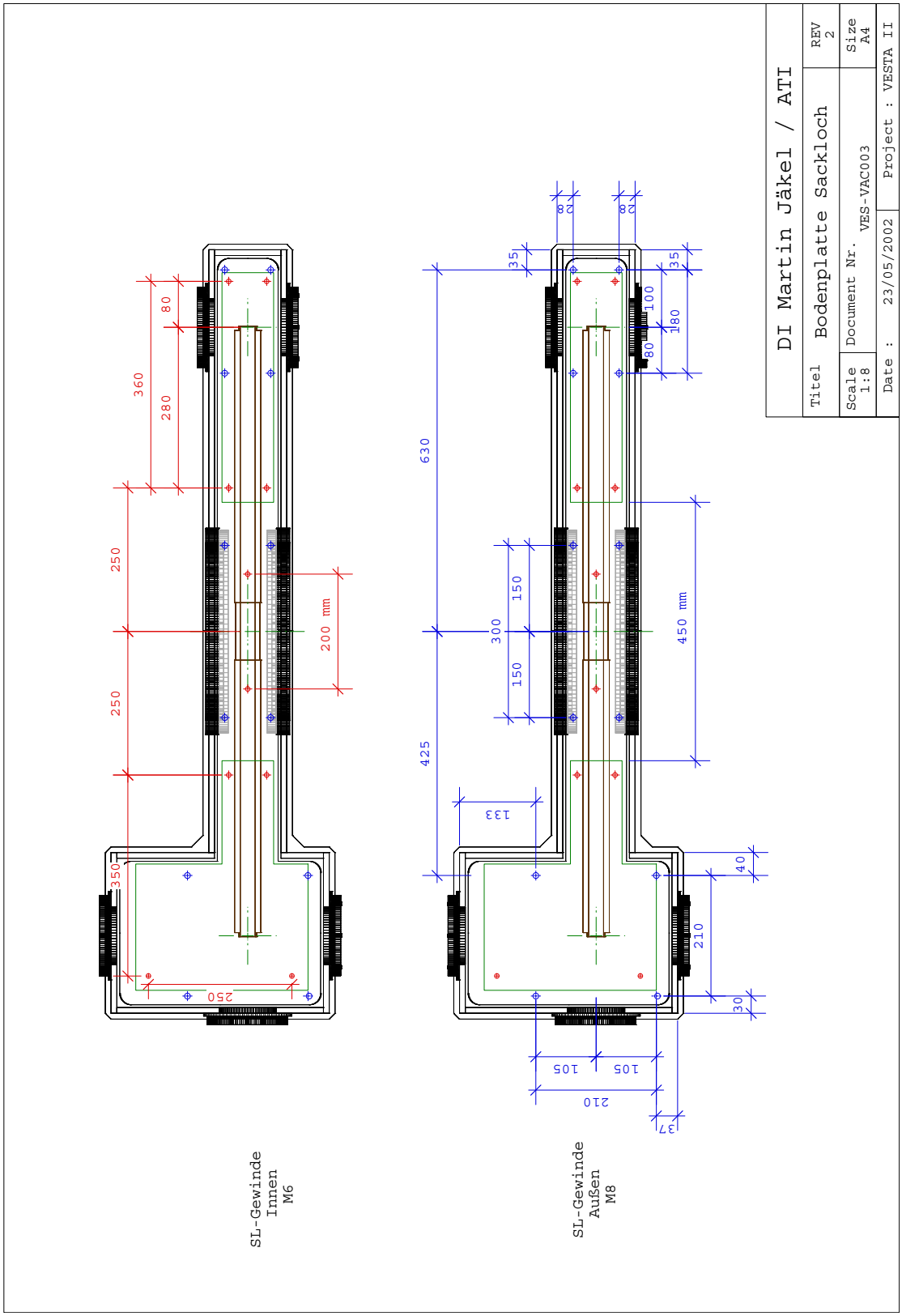



Abbildung C.5: Die Position der Sacklochgewinde in der Bodenplatte des Vakuumgefäßes zum Befestigen der inneren (rot) und äußeren (blau) Plattfomen. Zusätzlich ist die Position des Neutronenleiters eingezeichnet.

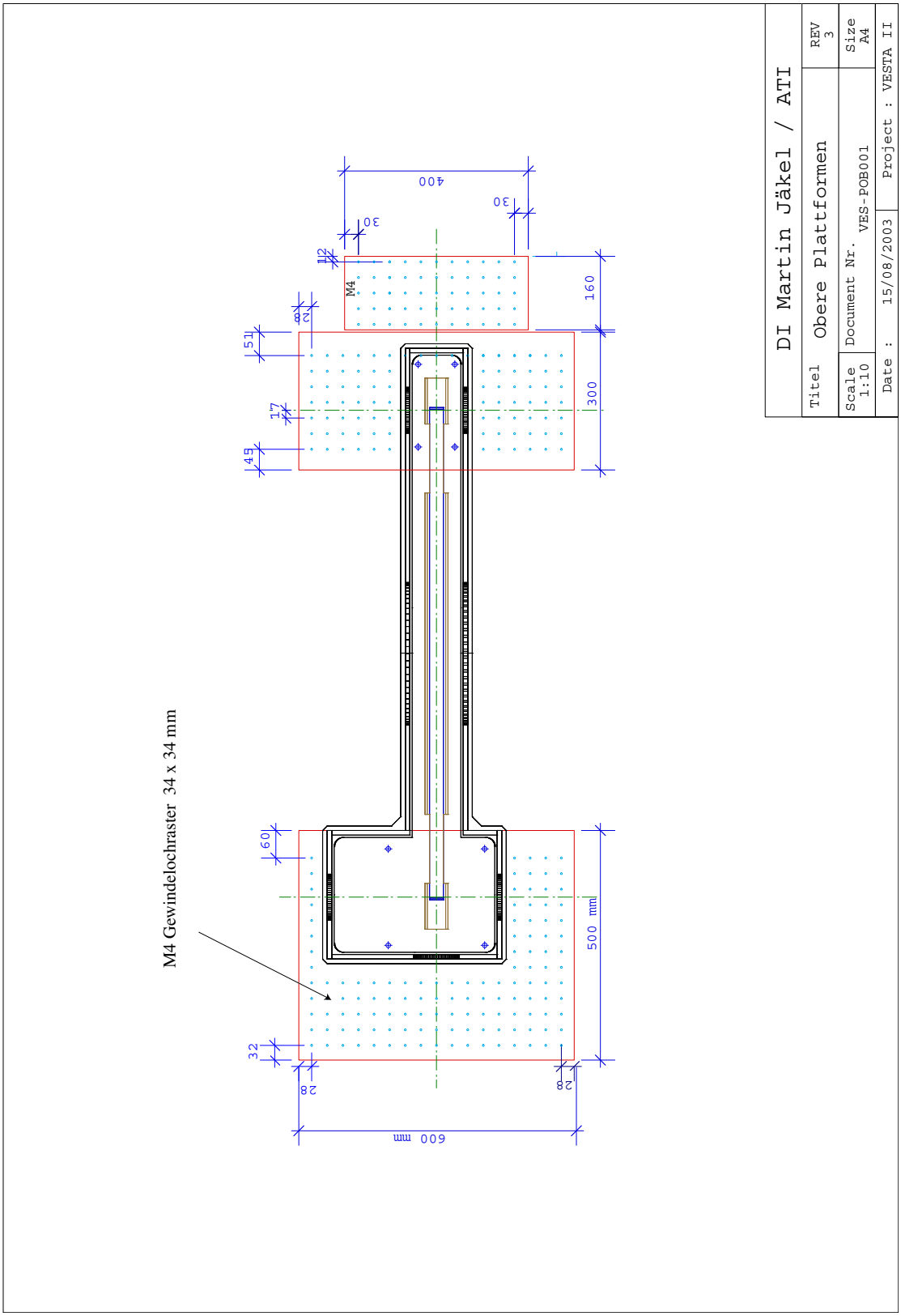



Abbildung C.6: Die Dimensionen der oberen Plattformen sowie ihre relative Position zum Speicherkristall. Die Plattformen sind mit einem M4 Gewinderaster (34×34 mm) versehen und dienen zum Aufbau der Detektoren, Blenden etc.

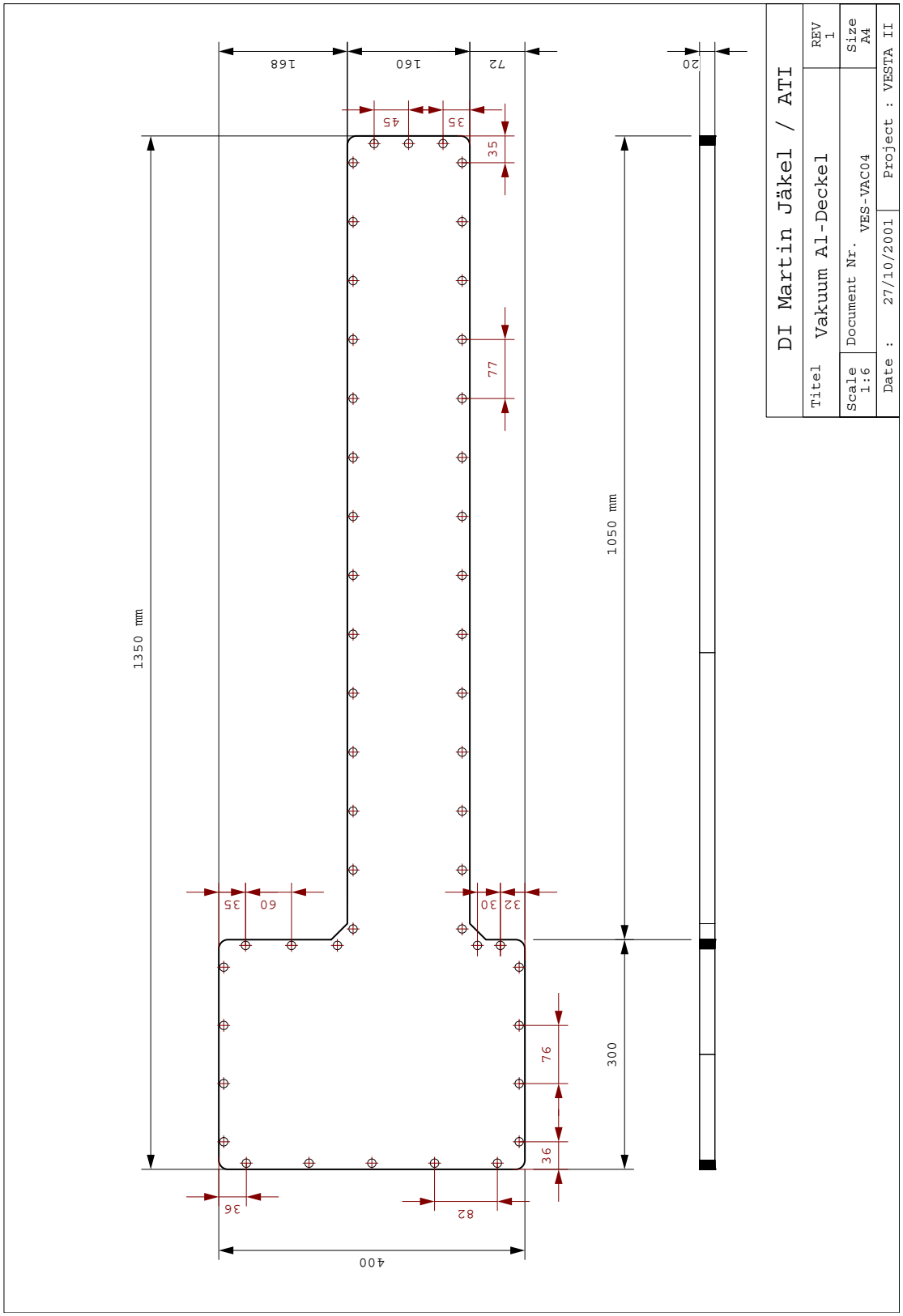



Abbildung C.7: Der Aluminium Hauptdeckel des Vakuumgefäßes.

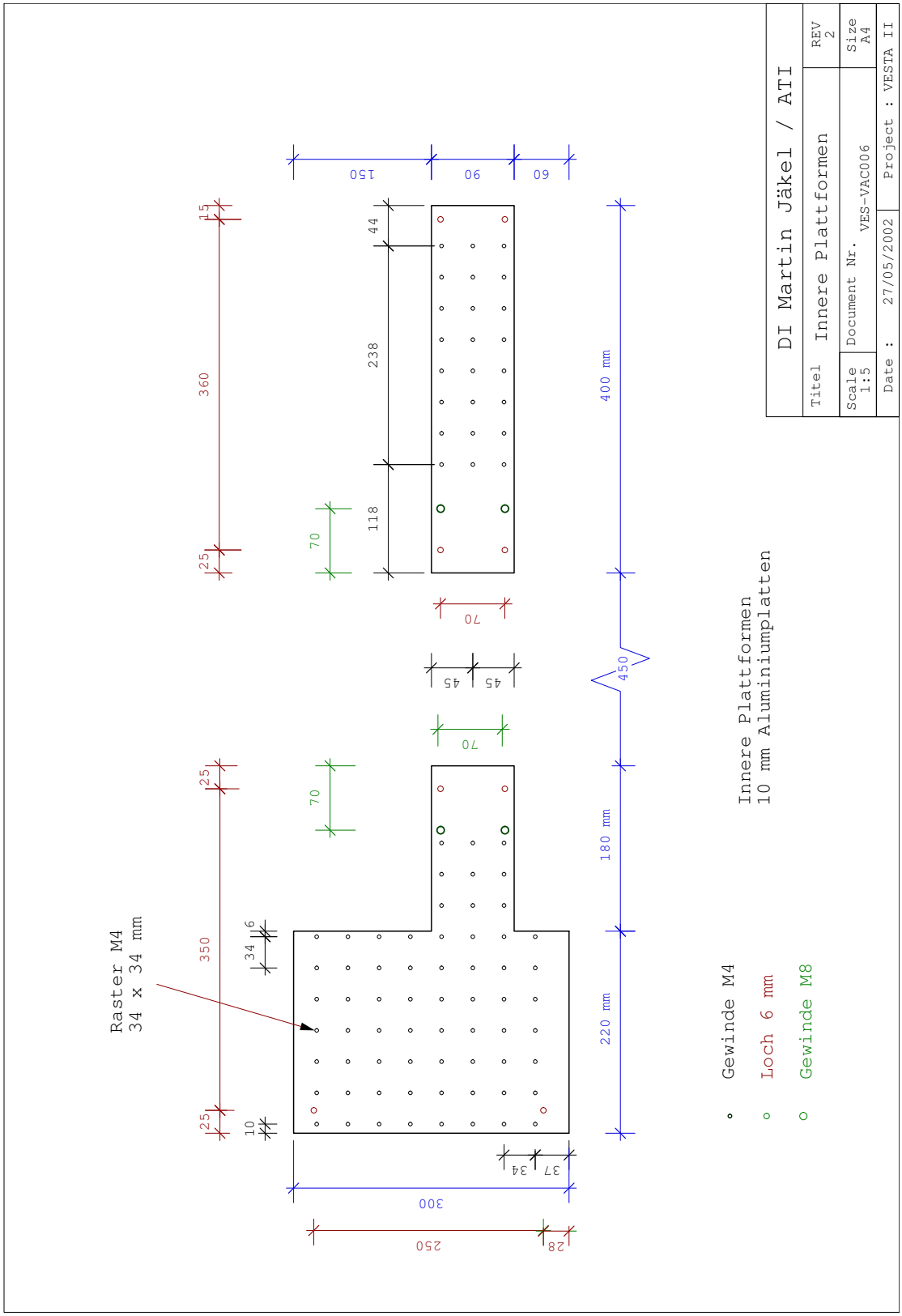



Abbildung C.8: Die inneren Plattformen des Vakuumgefäßes sowie die Position des Gewinde-Lochrasters.

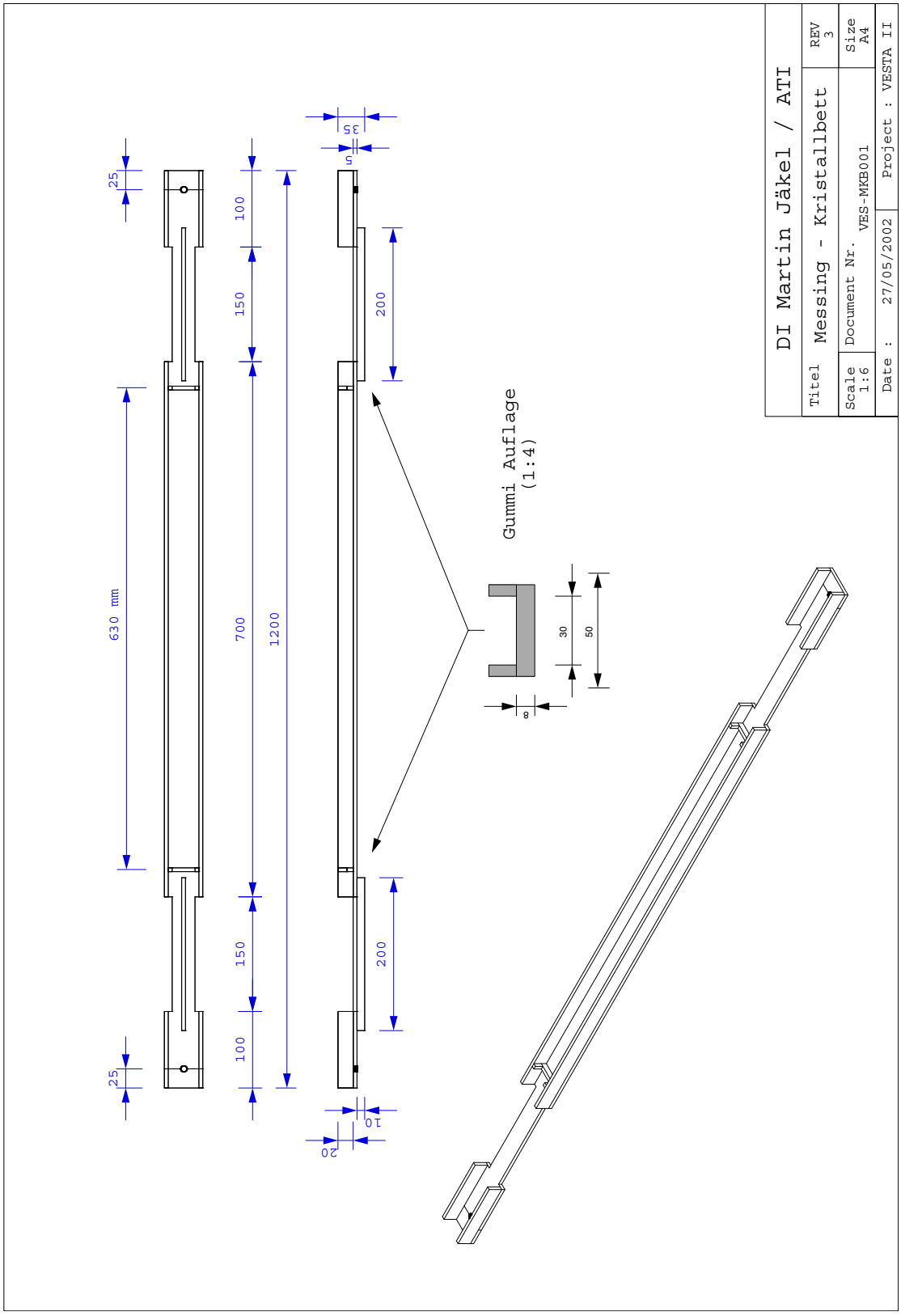



Abbildung C.9: Das Messing-Kristallbett inklusive der beiden Hartgummi-Auflagen (blau) des Speicherkristalls. Es dient zur Unterstützung und zum Transport des Speicherkristalls.

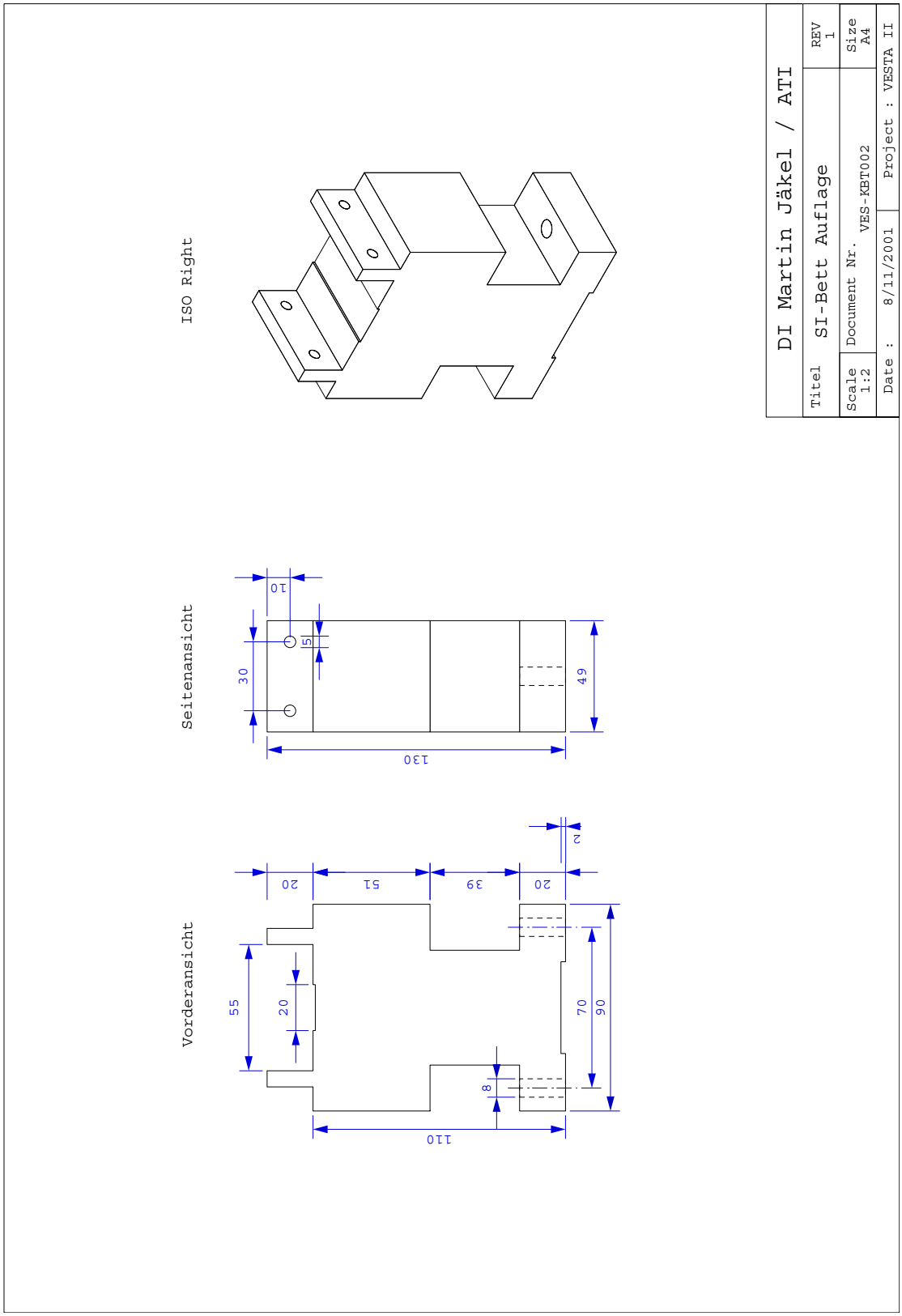



Abbildung C.10: Die Auflage des Kristallbetts aus Aluminium.

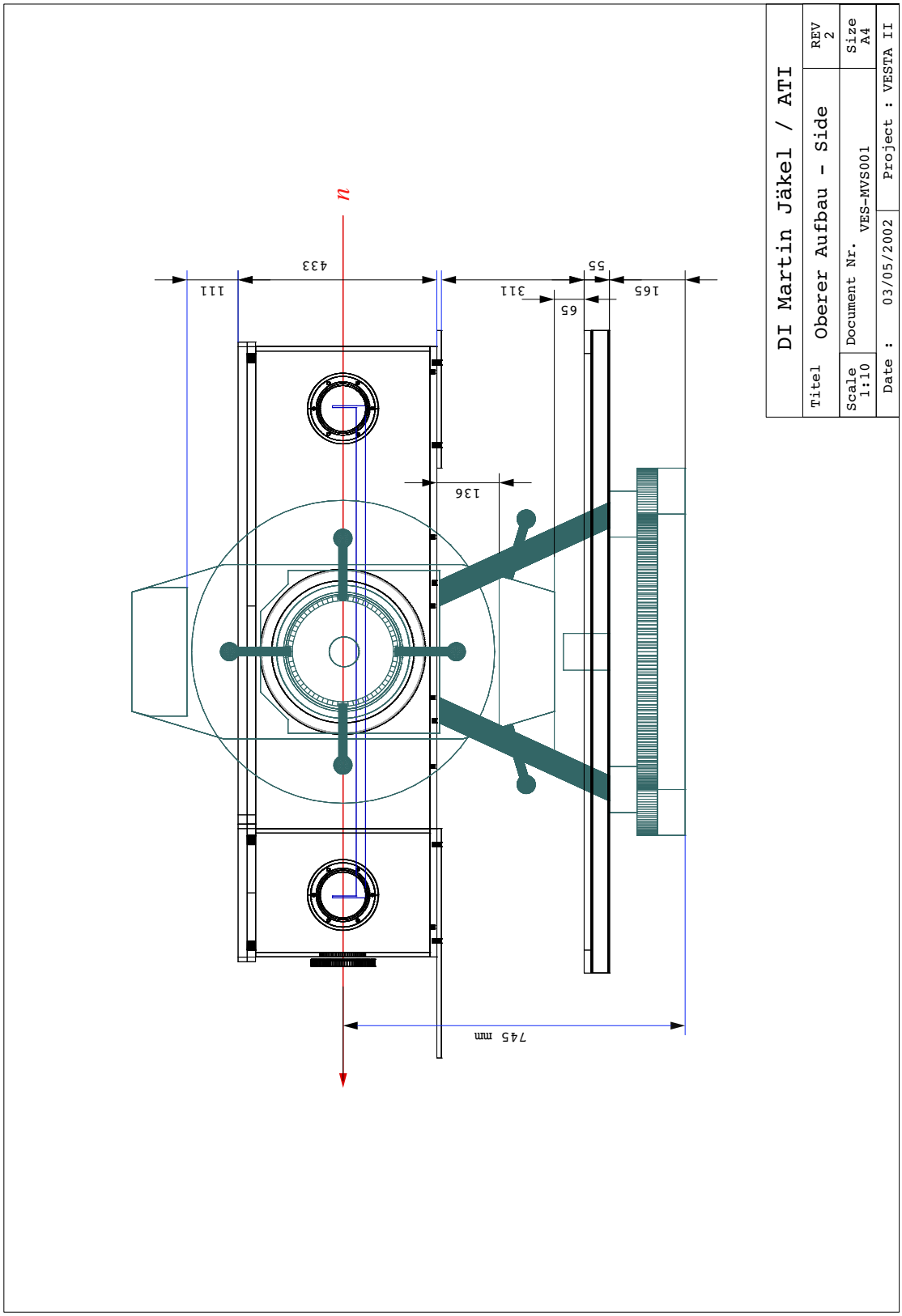



Abbildung C.11: Seitenansicht des Experiments ohne Grundgerüst. Der Neutronenstrahl ($n$) verläuft in einer Höhe von 176 cm.

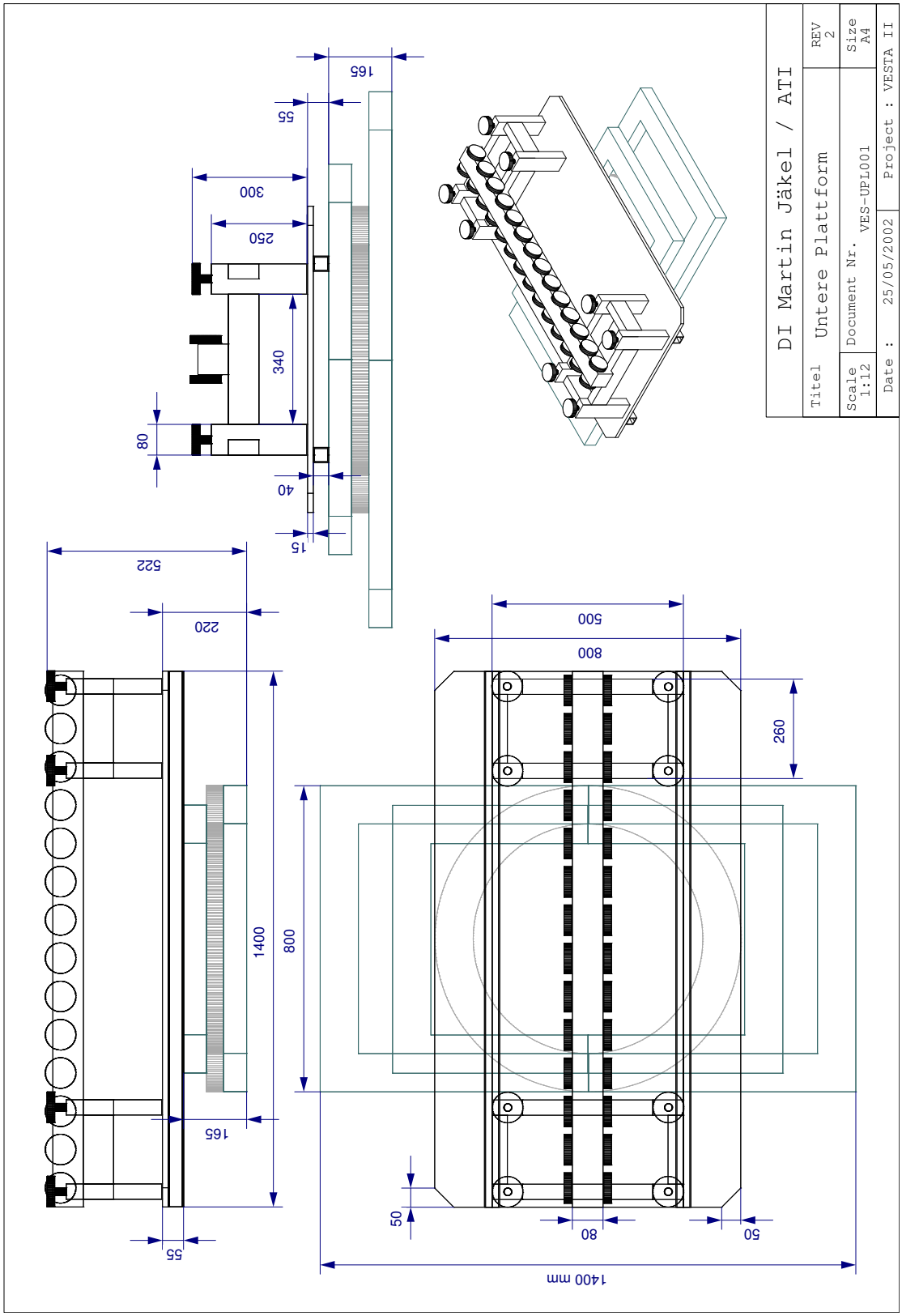



Abbildung C.12: Die untere Plattform inklusive Teile des Magnet-Drehgestells. Die 15 mm Al-Platte wird durch 2 Edelstahl-Profilrohre unterstützt und trägt das ITEM-Gestell zum Einsetzen des Vakuumgefäßes.

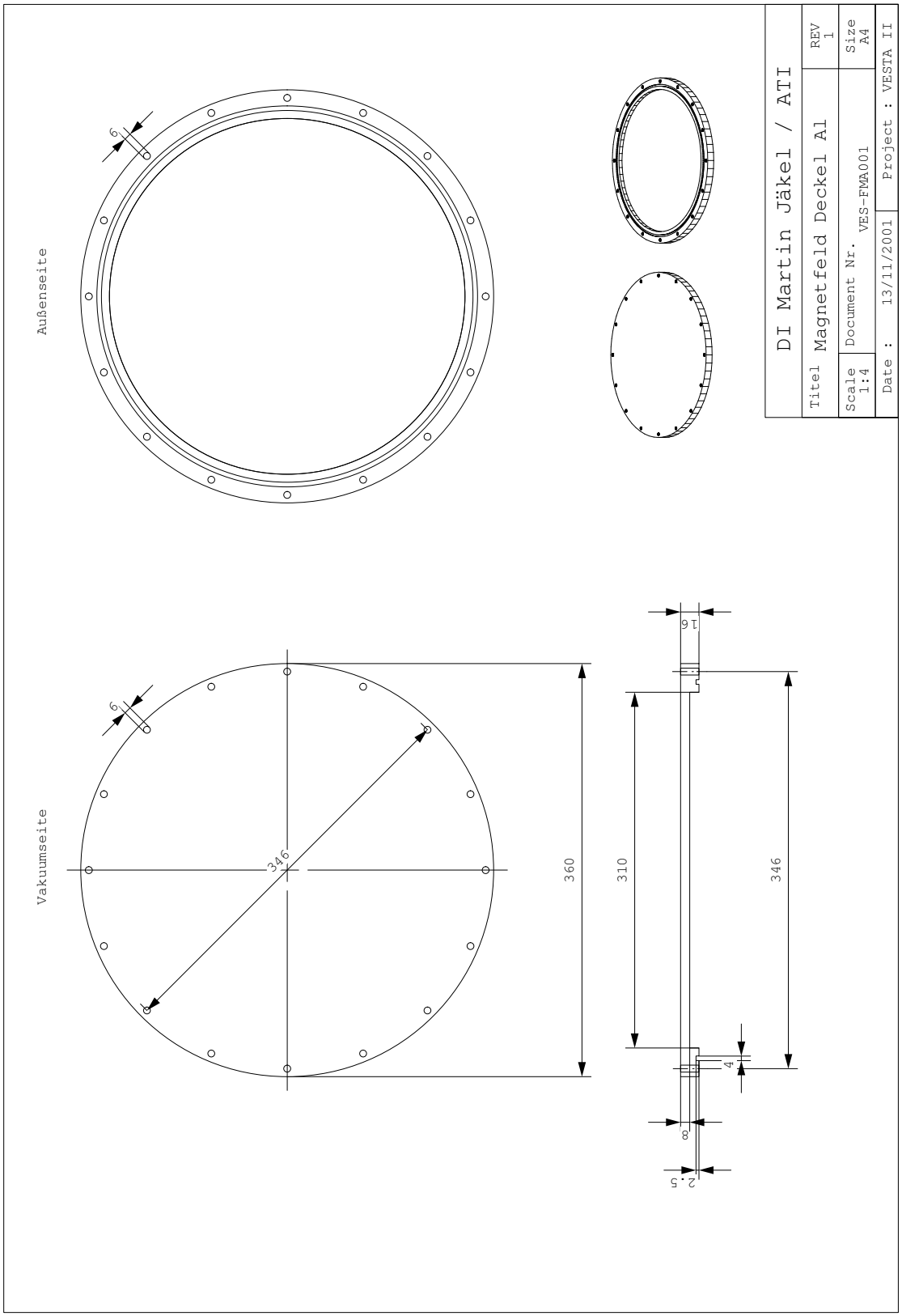



Abbildung C.13: Die Magnetfelddeckel des Vakuumgefäßes. Sie werden von innen montiert und erlauben einen Zugriff auf die Polkerne des Magneten ohne das Vakuumgefäß entfernen zu müssen.

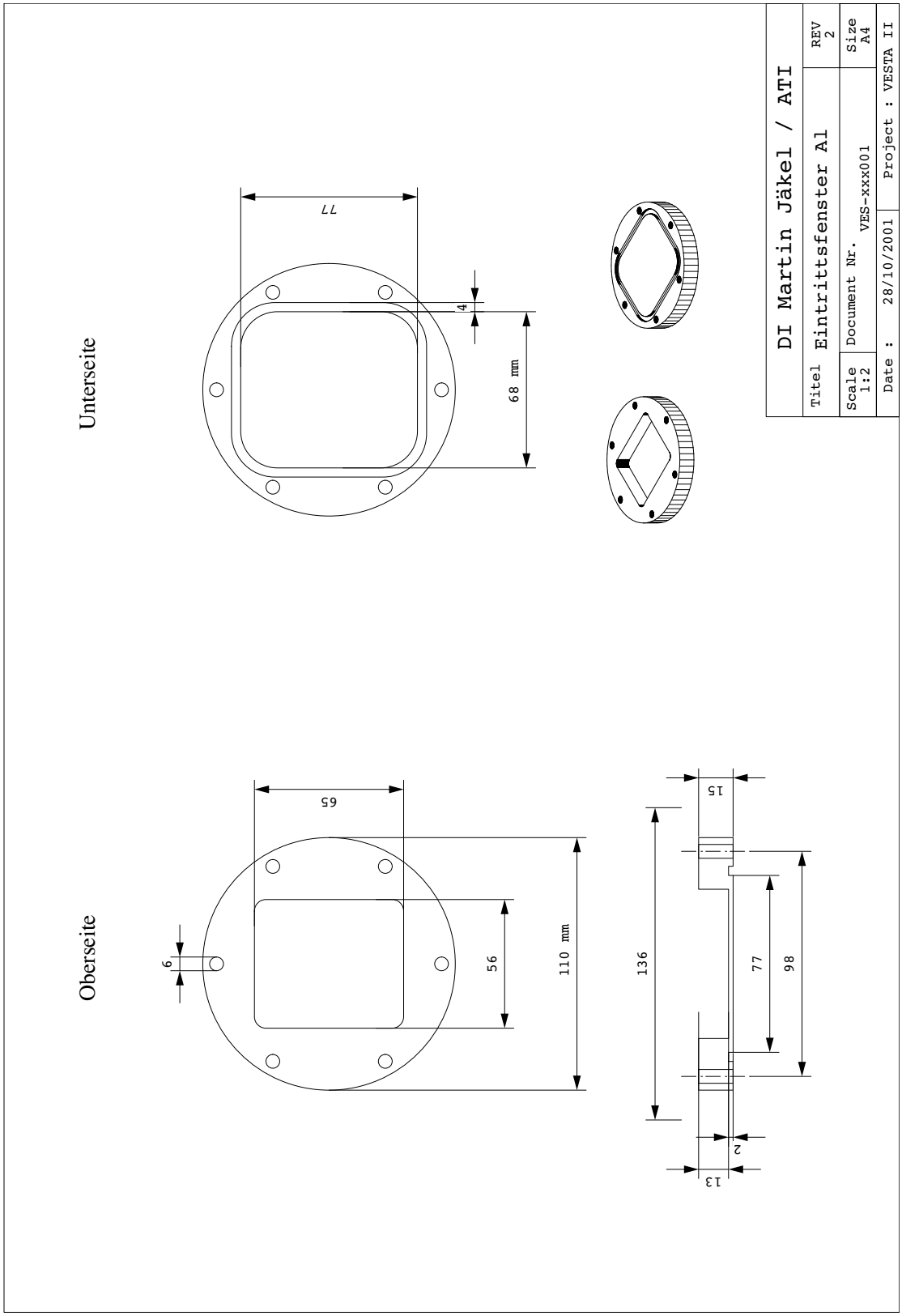



Abbildung C.14: Das Eintrittsfenster des Vakuumgefäßes. Im Bereich des Neutronenstrahls wurde der Al-Flansch auf eine Dicke von 2 mm reduziert.

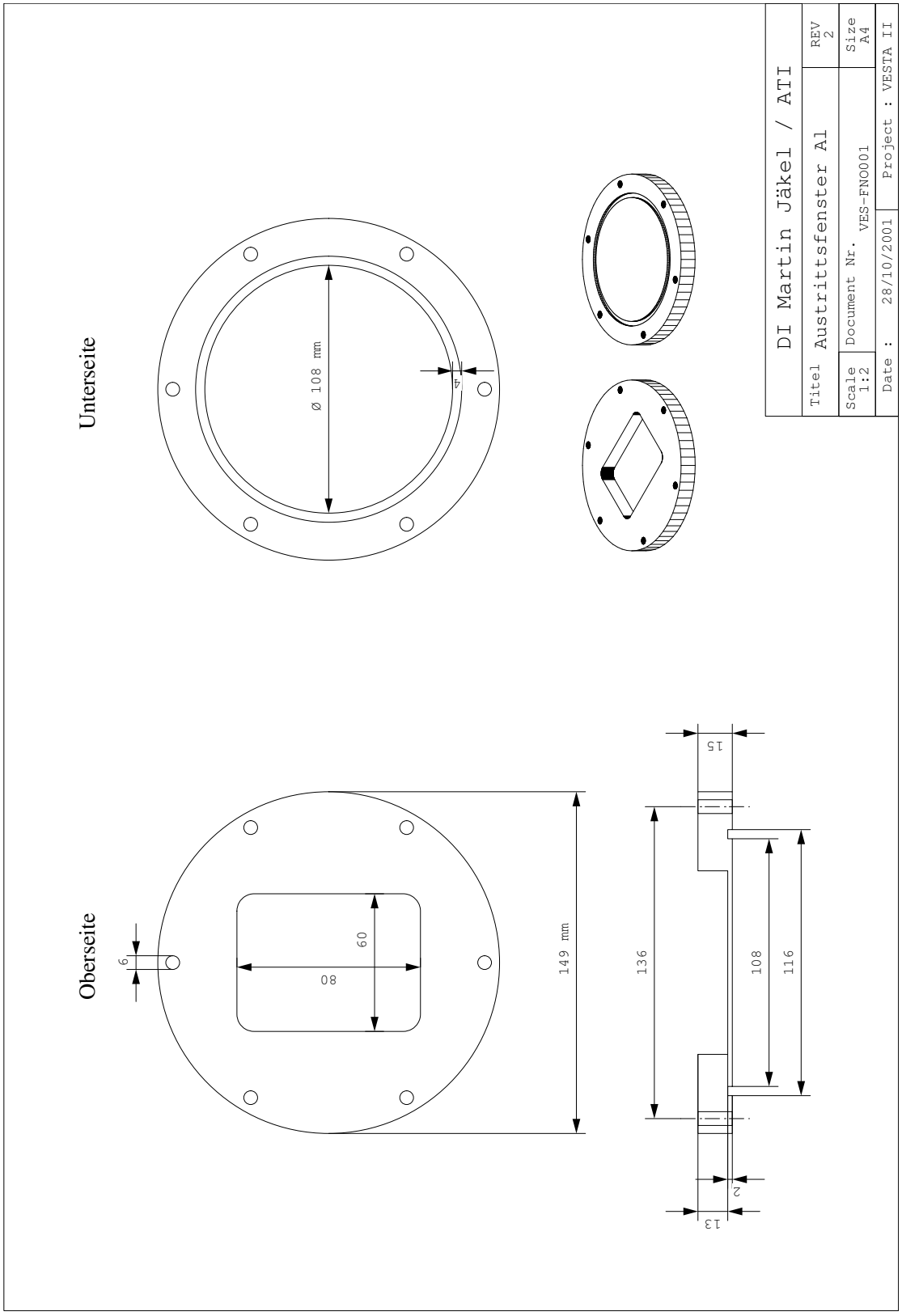



Abbildung C.15: Das Austrittsfenster des Vakuumgefäßes. Im Bereich des Neutronenstrahls wurde der Al-Flansch auf eine Dicke von 2 mm reduziert.

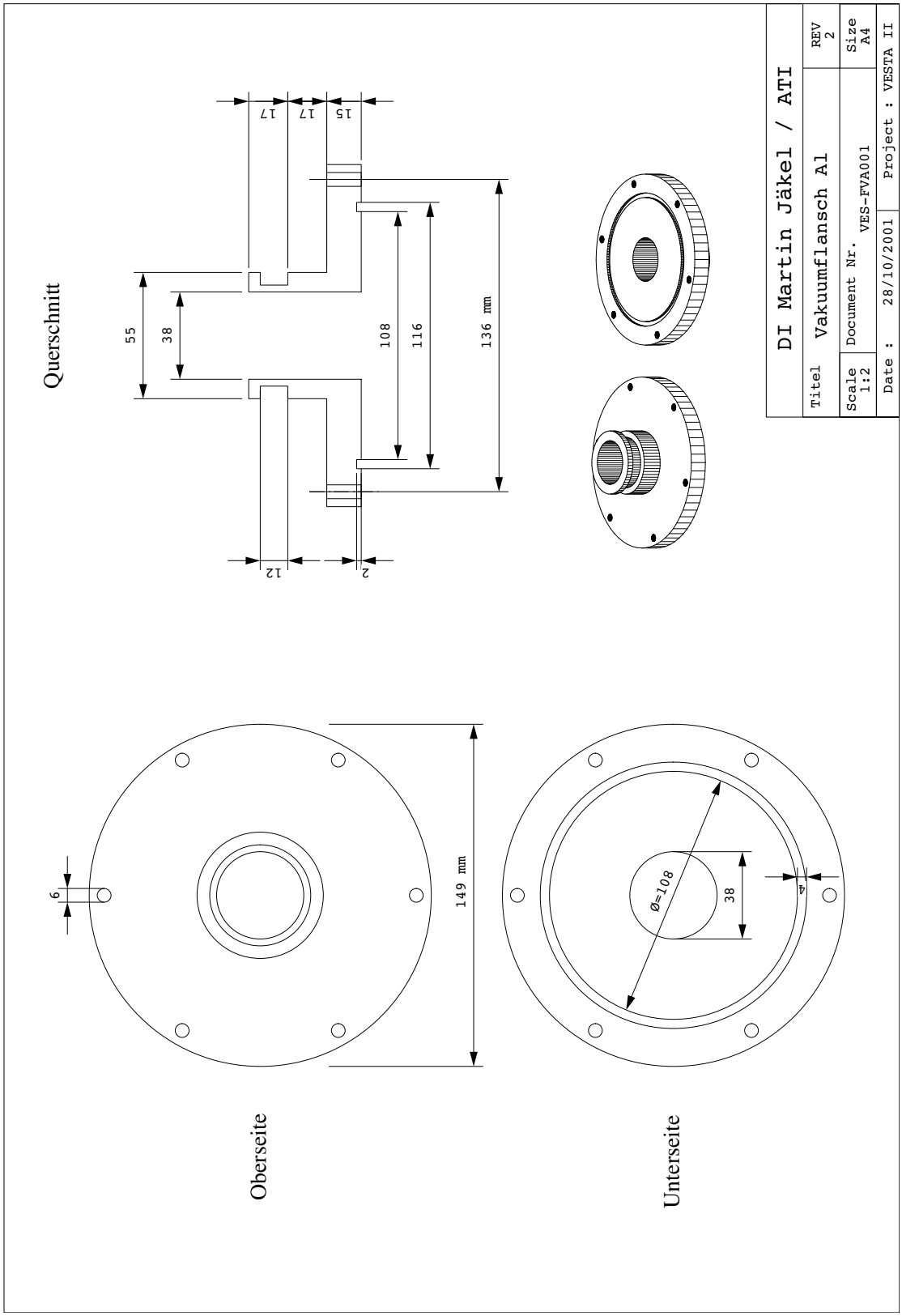



Abbildung C.16: Adapterflansch zum Anschluss der Vakuumpumpe.

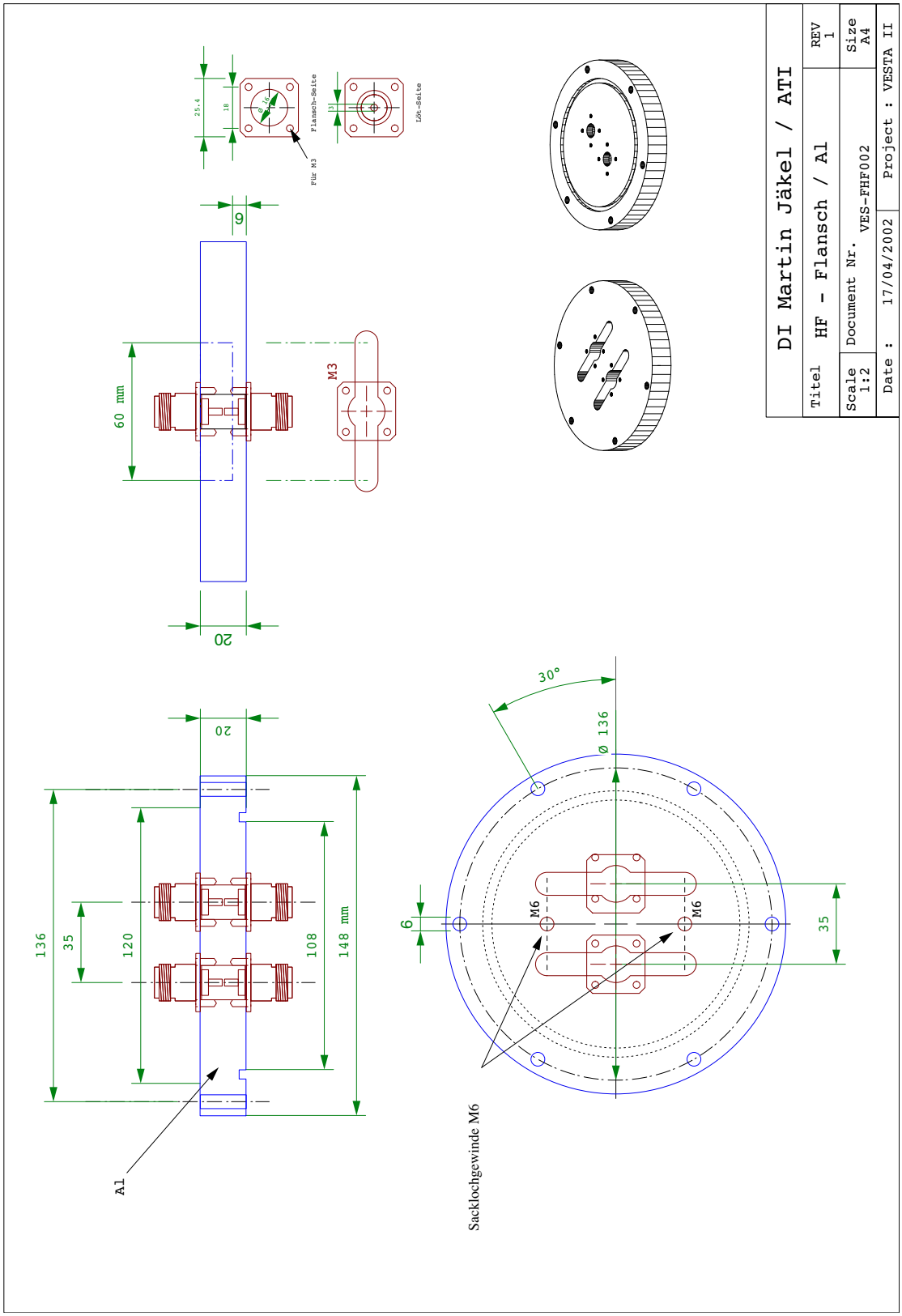



Abbildung C.17: Die Vakuumdurchführung der zwei Hochfrequenz-Leitungen.

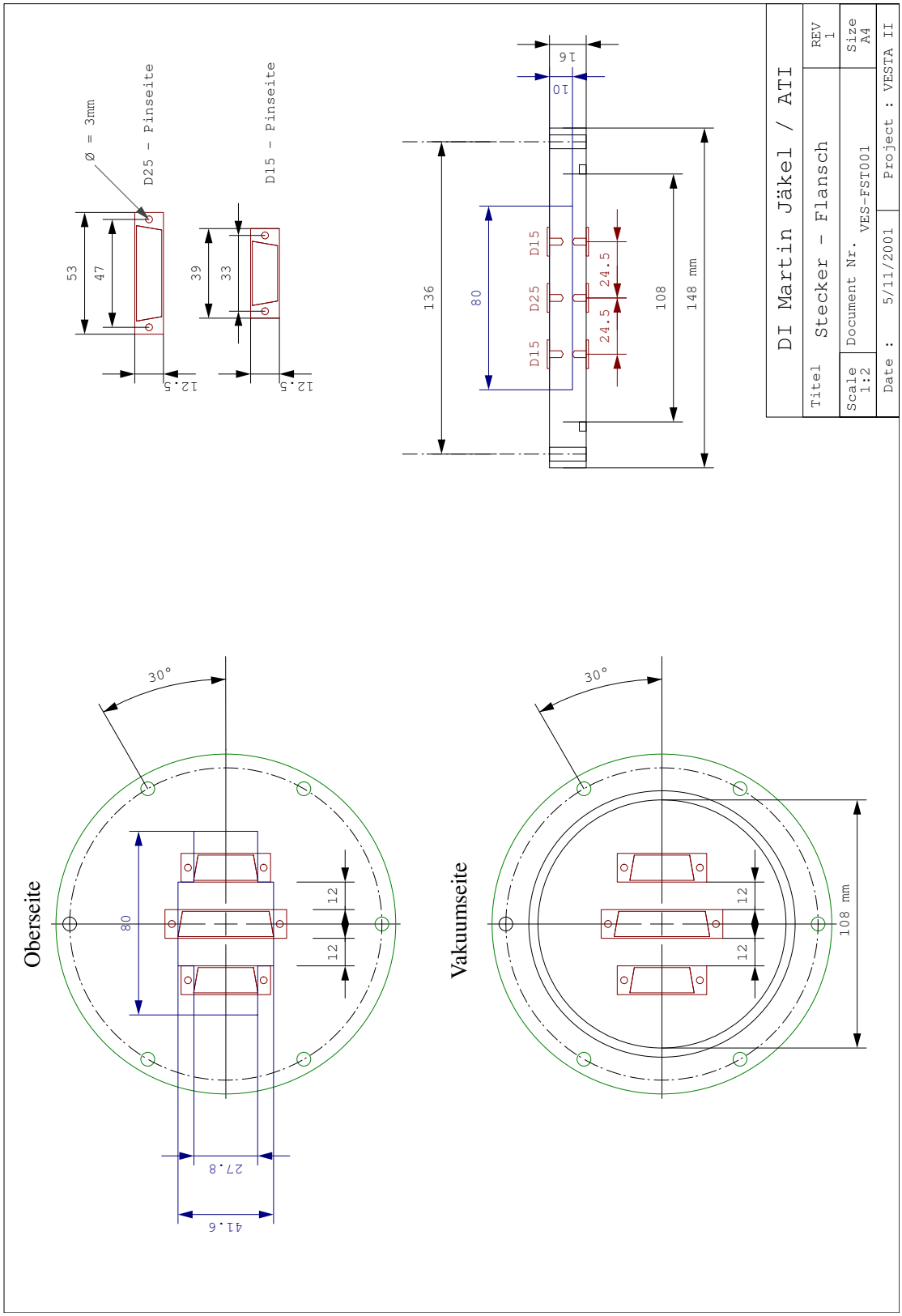



Abbildung C.18: Die Vakuumdurchführung der elektrischen Leitungen.

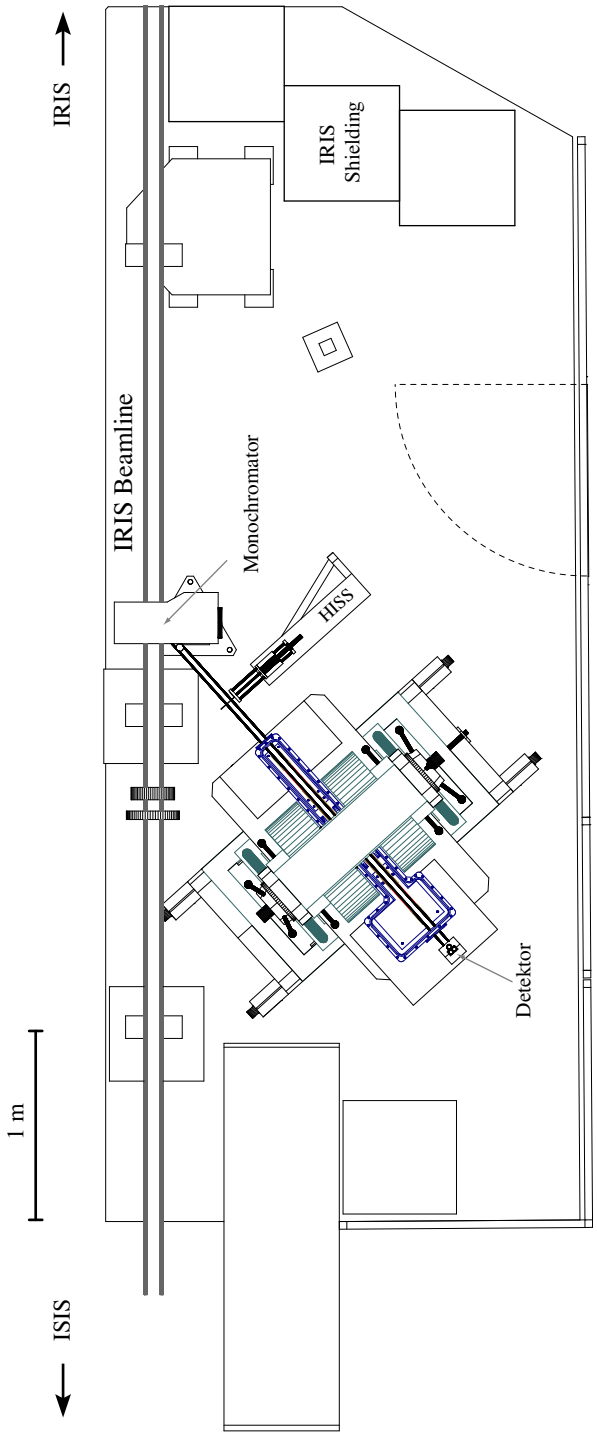



Abbildung C.19: Der Experimentierbereich von *VESTA* an der IRIS Beamline.

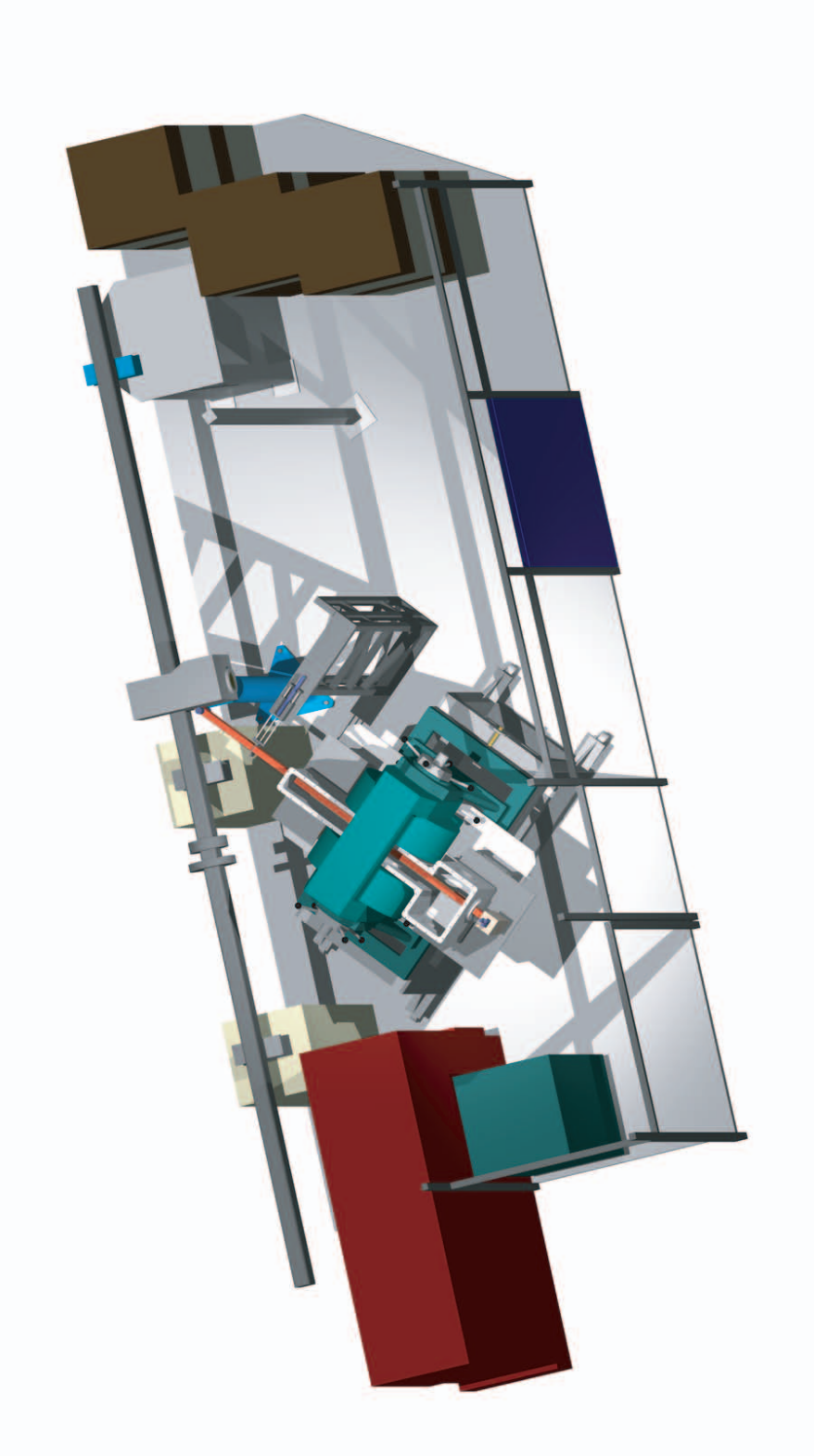


Abbildung C.20: 3D-Darstellung des Experimentierbereichs.

# D
# Datenblätter

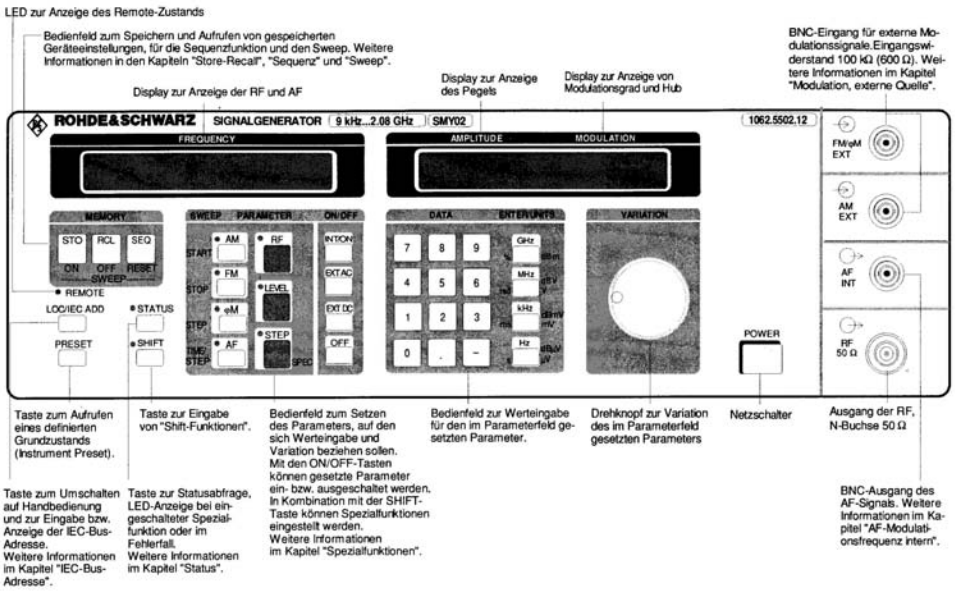



Abbildung D.1: Vorderansicht des verwendeten Signalgenerators Rohde-Schwarz SMY01 mit den Bedienelementen und dem RF-Ausgang. Übernommen aus dem Benutzerhandbuch der Gerätes.

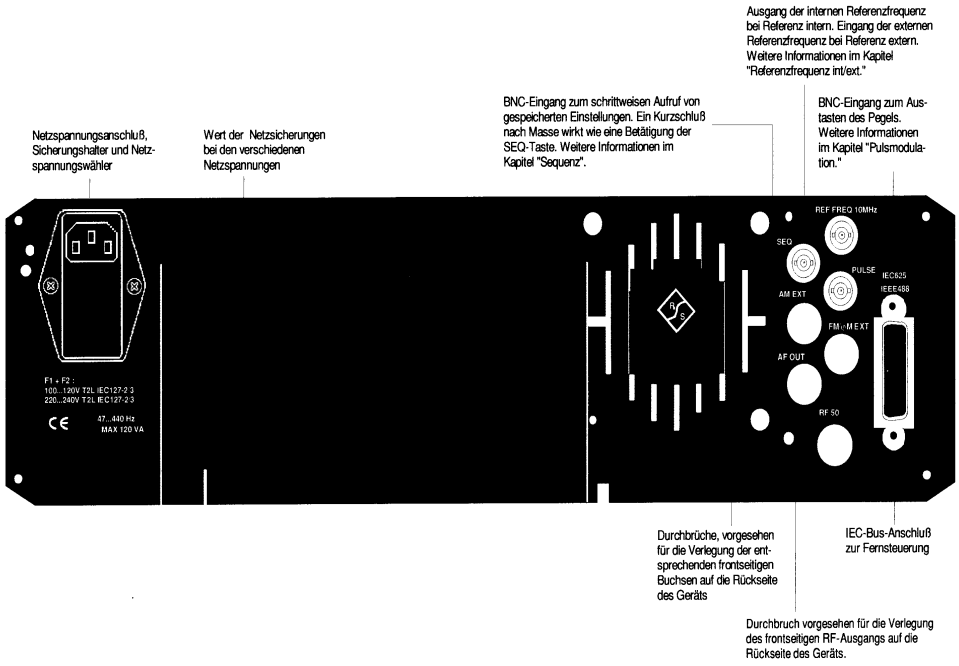
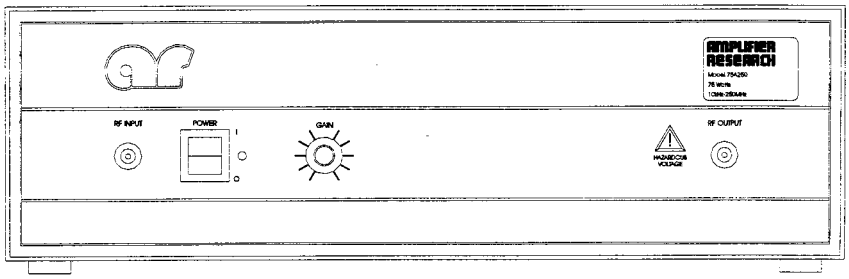

Ausgang der internen Referenzfrequenz bei Referenz intern. Eingang der externen Referenzfrequenz bei Referenz extern. Weitere Informationen im Kapitel "Referenzfrequenz int/ext."
BNC-Eingang zum schrittweisen Aufruf von gespeicherten Einstellungen. Ein Kurzschluß nach Masse wirkt wie eine Betätigung der SEQ-Taste. Weitere Informationen im Kapitel "Sequenz".
BNC-Eingang zum Austasten des Pegels. Weitere Informationen im Kapitel "Pulsmodulation."
Netzspannungsanschluß, Sicherungshalter und Netzspannungswähler
Wert der Netzsicherungen bei den verschiedenen Netzspannungen
REF FREQ 10MHz
SEQ
PULSE
IEC625
IEEE488
AM EXT
FM/φM EXT
AF OUT
RF 50
F1 + F2 :
100...120V T2L IEC127-2/3
220...240V T2L IEC127-2/3
47...440 Hz
MAX 120 VA
Durchbrüche, vorgesehen für die Verlegung der entsprechenden frontseitigen Buchsen auf die Rückseite des Geräts
IEC-Bus-Anschluß zur Fernsteuerung
Durchbruch vorgesehen für die Verlegung des frontseitigen RF-Ausgangs auf die Rückseite des Geräts.

Abbildung D.2: Rückseite des Signalgenerators mit dem BLANK-Eingang, sowie der GPIB Schnittstelle (IEEE 488). Übernommen aus dem Benutzerhandbuch der Gerätes.




*SPECIFICATIONS*
*Model 75A250A*

*POWER OUTPUT, CW*
*Nominal* ..... *100 watts*
*Minimum* ..... *75 watts*
*Linear @ 1dB compression* ..... *50 watts minimum*

*FLATNESS* ..... *± 1.0 dB maximum*

*FREQUENCY RESPONSE* ..... *10 kHz - 250 MHz instantaneously*

*INPUT FOR RATED OUTPUT* ..... *1.0 milliwatt maximum*

*GAIN (at maximum setting)* ..... *49 dB minimum (See Model Configurations)*

*GAIN ADJUSTMENT (continuous range)* ..... *18 dB minimum*

*INPUT IMPEDANCE* ..... *50 ohms, VSWR 1.5:1 maximum*

*OUTPUT IMPEDANCE* ..... *50 ohms, VSWR 2.0:1 maximum*

*MISMATCH TOLERANCE* ..... *100% of rated power without foldback. Will operate without damage or oscillation with any magnitude and phase of source and load impedance. (See Application Note #27)*

*MODULATION CAPABILITY* ..... *Will faithfully reproduce AM, FM, or pulse modulation appearing on the input signal*

*NOISE FIGURE (above 1.0 MHz)* ..... *6 dB typical*

*HARMONIC DISTORTION* ..... *Minus 20 dBc maximum at 50 watts*

*THIRD ORDER INTERCEPT POINT* ..... *57 dBm typical*

*PRIMARY POWER* ..... *90-135/180-270 VAC*
*47 to 63 Hz, single phase 400 watts maximum*

*CONNECTORS*
*RF (Type)* ..... *Type N female*
*(Location)* ..... *See Model Configurations table below*
*REMOTE CONTROL*
*IEEE-488* ..... *24 pin male*
*RS-232* ..... *9 pin subminature D (male)*

*REMOTE INTERLOCK* ..... *15 pin subminature D*

*COOLING* ..... *Forced air (self contained fans)*

MODEL CONFIGURATIONS

| *MODEL NUMBER* | *RF CONNECTOR LOCATION* | *GAIN CONTROL* | *INSTRUMENT CASE* | *WEIGHT* | *SIZE (W x H x D)* |
|---|---|---|---|---|---|
| *75A250A* | *Front Panel* | *Yes* | *Yes* | *20.5 kg (45.0lb)* | *50.3 x 15.5 x 37.6 cm 19.8 x 6.1 x 14.8 in* |
| *75A250AM1* | *Rear Panel* | *Yes* | *No* | *16.0 kg (35.0lb)* | *48.3 x 12.7 x 37.6 cm 19.0 x 5.0 x 14.8 in* |
| *75A250AM2* | *Rear Panel* | *Yes* | *Yes* | *20.5 kg (45.0lb)* | *50.3 x 15.5 x 37.6 cm 19.8 x 6.1 x 14.8 in* |
| *75A250AM3* | *Front Panel* | *Yes* | *No* | *16.0 kg (35.0lb)* | *48.3 x 12.7 x 37.6 cm 19.0 x 5.0 x 14.8 in* |

Abbildung D.3: Vorderansicht und Spezifikationen des verwendeten Signalverstärkers Amplifier Research 75A250.

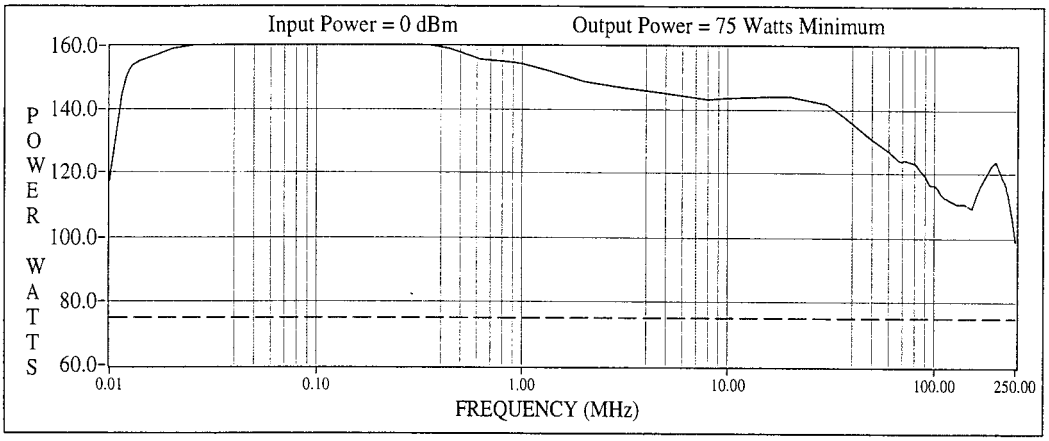
AMPLIFIER RESEARCH

MODEL 75A250
TEST REPORT

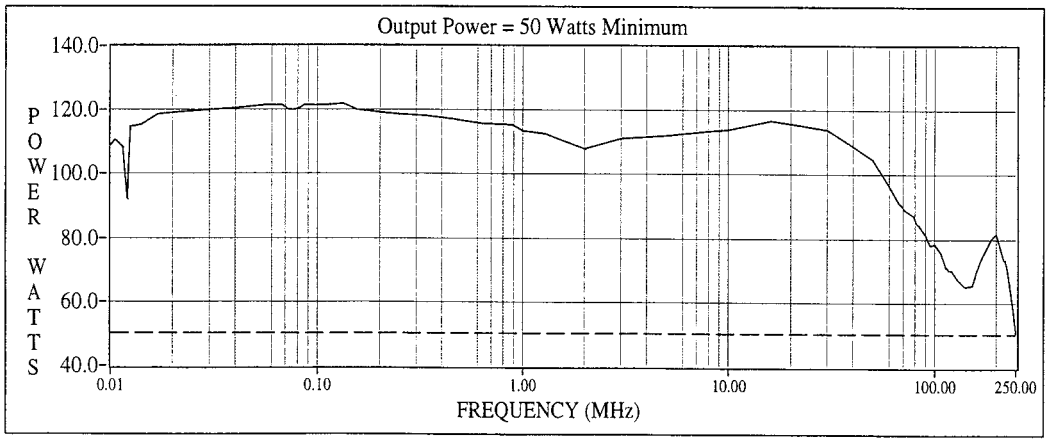
Serial Number: 28563 Date: Jul 31, 2000

Test Conducted By: AG

## CW Power Data




## Linear Power Data




Signal Generator Serial Number: 1460

Att. #1 Serial Number: 1145

Att. #2 Serial Number 1828

Power Meter Serial Number: 1800

Spectrum Analyzer Serial Number: 1478

Test Program Revision SWTP75A250/960711

Abbildung D.4: Hersteller-Prüfbericht - Signalverstärker 75A250

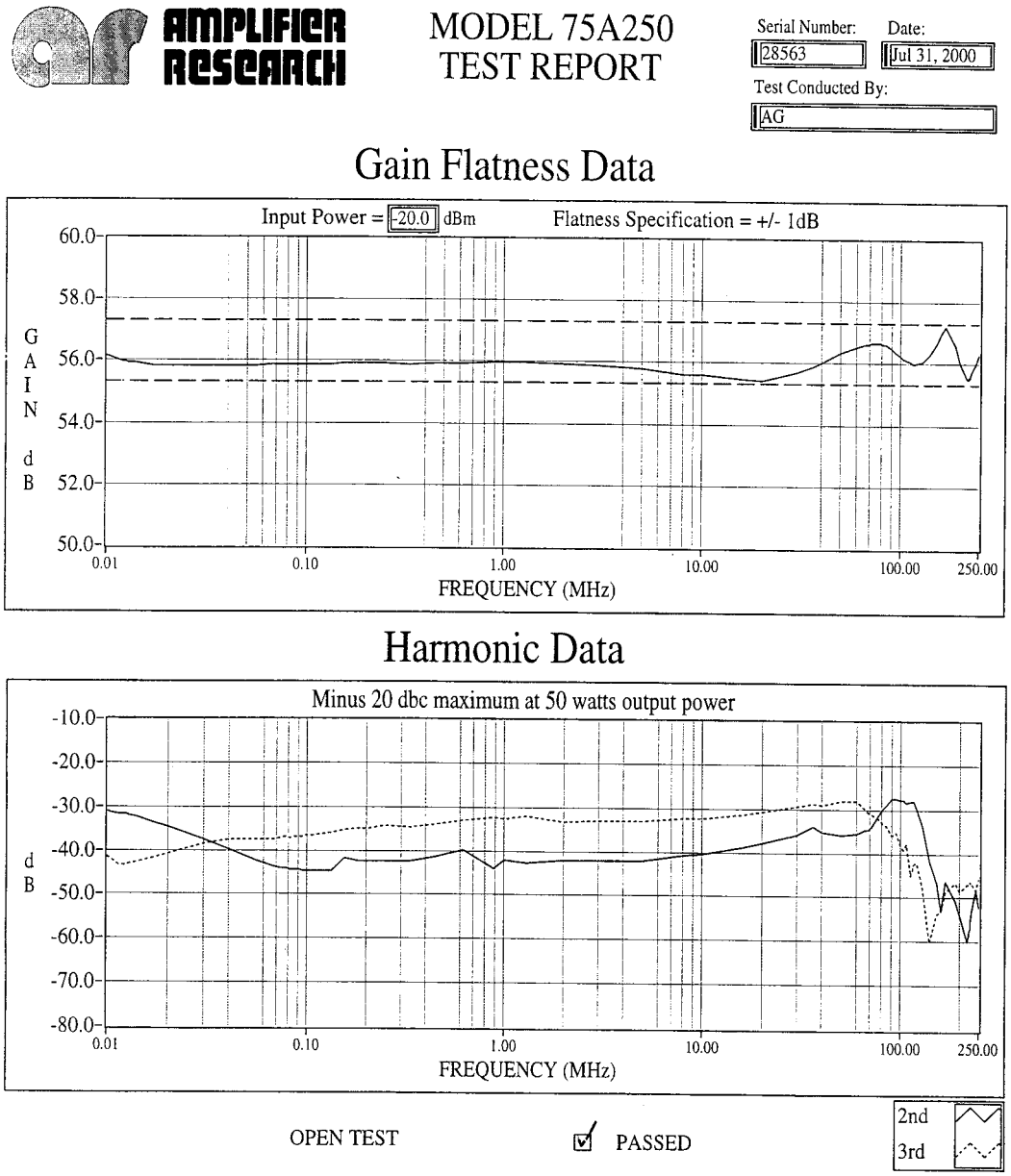



Abbildung D.5: Hersteller-Prüfbericht - Signalverstärker 75A250

# E

# Kleines Photoalbum

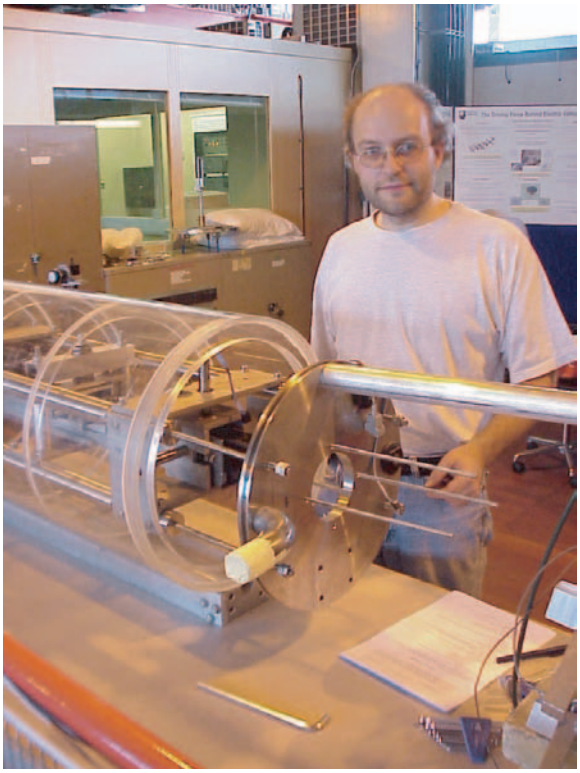
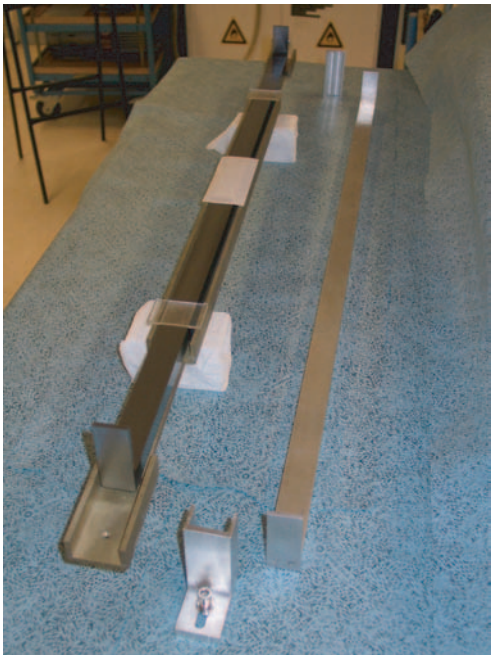
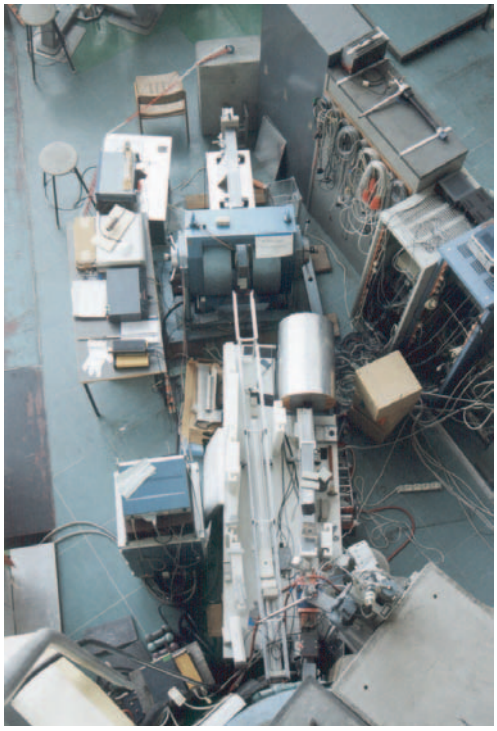


Abbildung E.1: E. Jericha beim Zerlegen des Vakuumgefäßes des ersten Neutronenspeichers; *VESTA*-I in seiner Messposition.





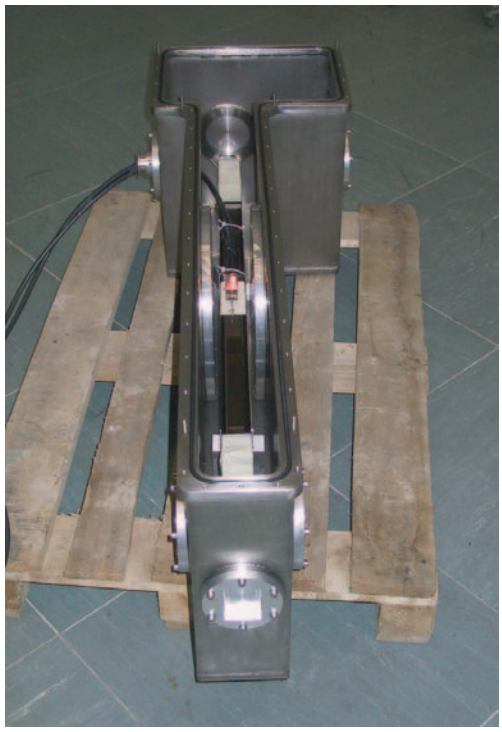


Abbildung E.2: Siliziumkristall im Kristallbett sowie ein Aluminium-Modell des Speicherkristalls; das Vakuumgefäß während der Produktion; die Testbeamline am Atominstitut Wien; erster Test des Resonanzflippers im Vakuumgefäß.

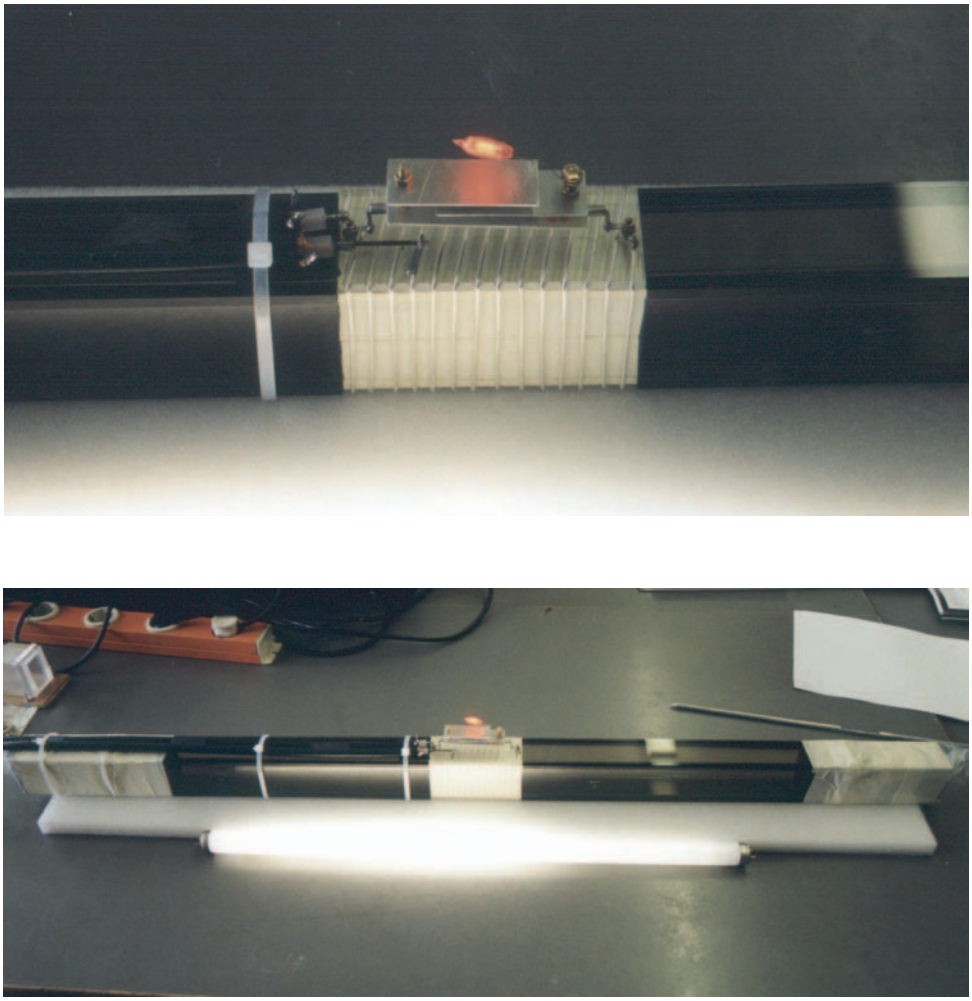


Abbildung E.3: Der Resonanz-Spinflipper im Testbetrieb. Durch die abgestrahlte Hochfrequenzleistung kann eine Glimmlampe oder eine Neonröhre zum Leuchten angeregt werden.

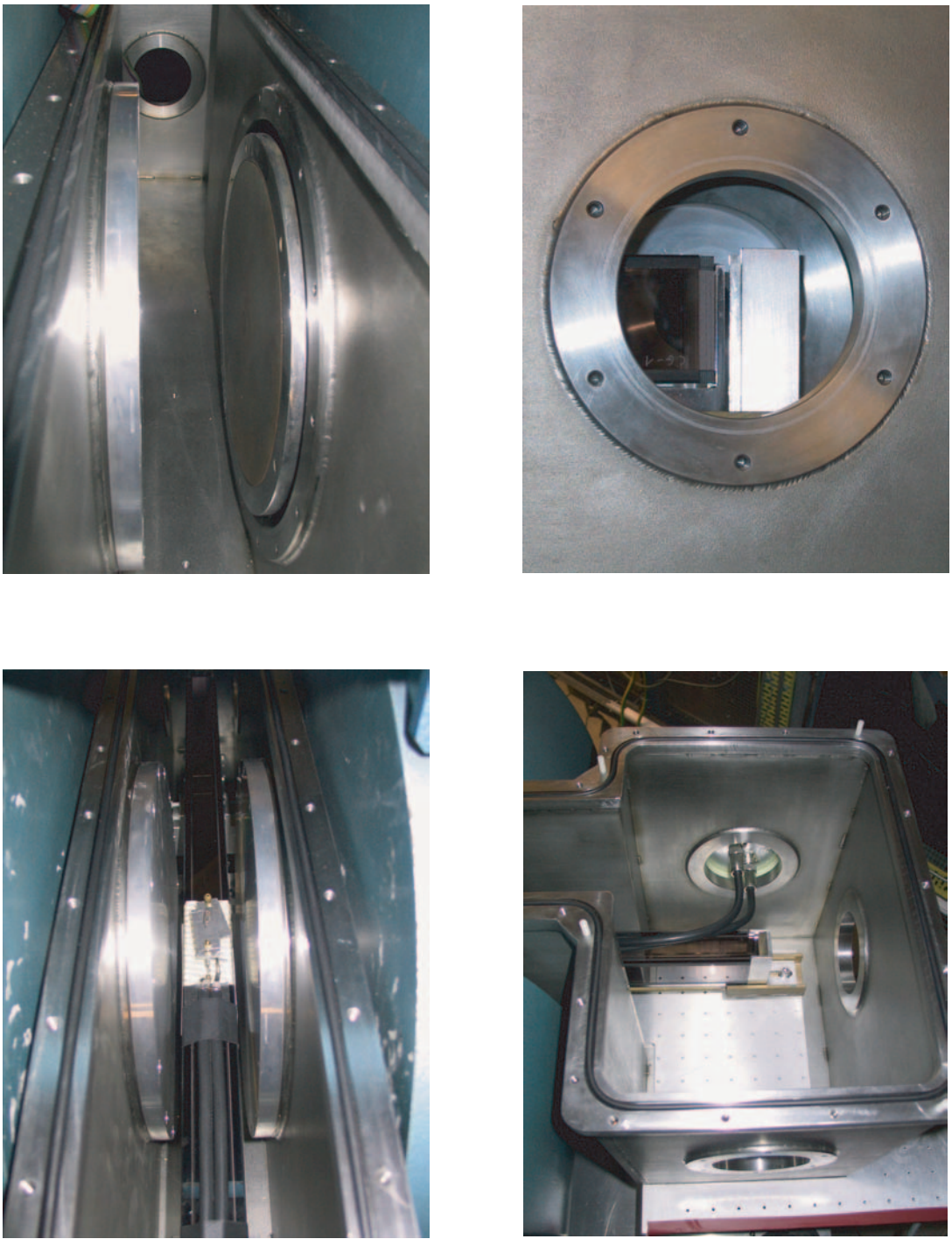
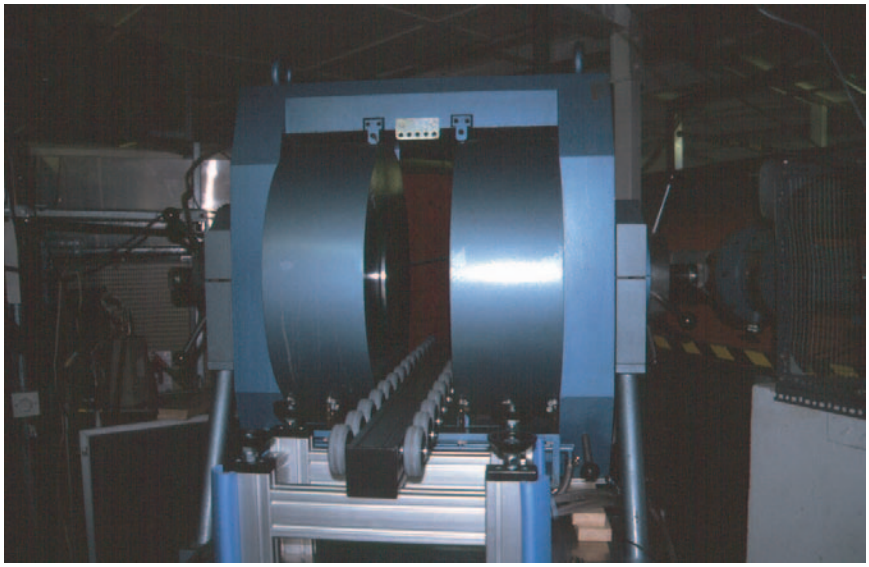


Abbildung E.4: Verschiedene Ansichten des Vakuumgefäßes. Blick auf einen Polkern des NMR-Magneten nach Abnahme eines Magnetfelddeckels; Blick auf den Speicherkristall (inkl. Al-Transportschutz) und den Neutronenleiter durch den freien Flansch; der Resonanzflipper in seiner Arbeitsposition; hinteres Ende des Speicherkristalls und Hochfrequenz-Durchführung.



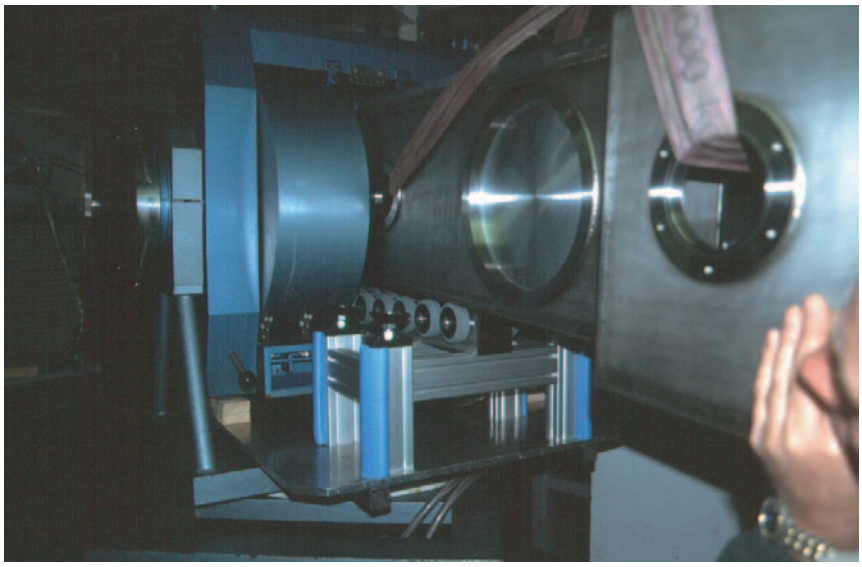


Abbildung E.5: Das Einsetzen des Vakuumgefäßes in den NMR Magneten an ISIS.

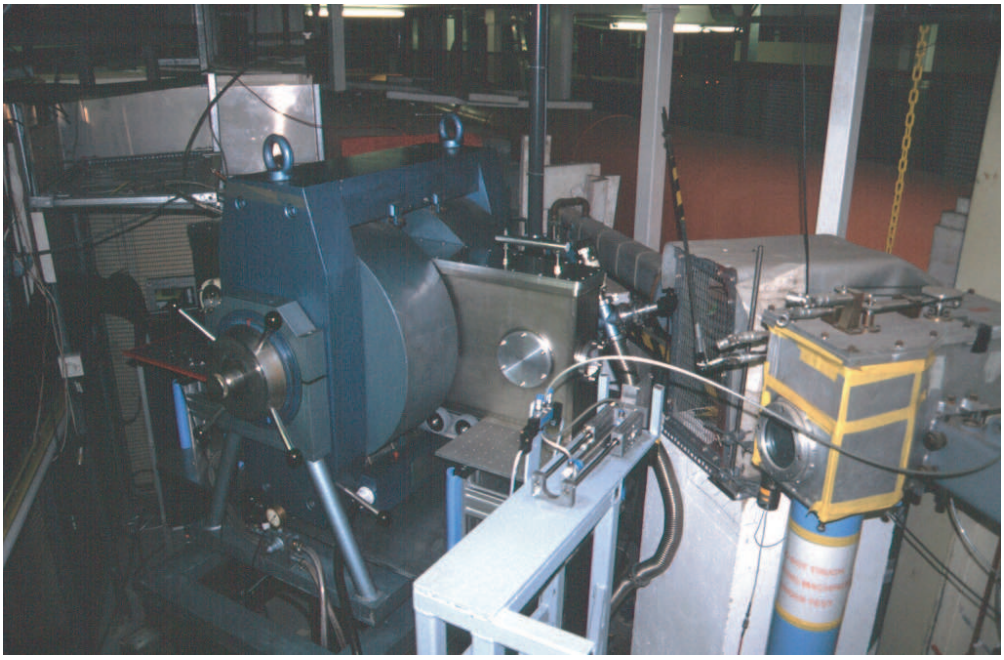


Abbildung E.6: Erste Justierarbeiten am installierten Experiment; der messbereite Versuchsaufbau von *VESTA*-II inklusive pneumatischem Shutter.

# Historisches

## Ein Auszug aus dem MCR Protokoll des Cycles 1/2002

```
8-AUG-2002 23:31  End of user run 2002/1.
8-AUG-2002 15:56  The Beam will be turned off for approximately
                  5 Mins to top up the Argon cooling cicuit on the
                  Hydrogen moderator.
8-AUG-2002 09:13  Users are reminded that the user run ends tonight
                  at 23:30 hrs.
6-AUG-2002 21:57  The manifold has been changed and we are in the
                  process of re-connecting the water supply. The
                  manifold was indeed blocked and we hope to have
                  the beam back on within the next 45 Mins.
6-AUG-2002 20:59  We suspect that we have a partialy blocked
                  manifold on SP3 Dipole. We are preparing to
                  change the Manifold. We will give an update on
                  progress at 22:00 Hrs.
6-AUG-2002 20:14  The SP3 Dipole has tripped again on overtemp. We
                  are going to have to earth down the synchrotron
                  to check the temperature monitors. Further
                  update at 21:15 Hrs.
6-AUG-2002 19:50  Beam restored at 19:48 Hrs. As well as fitting
                  extra temperature monitoring, we have also
                  changed a second Klixon.
6-AUG-2002 18:42  We have continuing problems with a temperature
                  interlock on SP3 Dipole. We are going to have to
                  fit extra monitoring in order to find the cause
                  of the problem. Update on situation at 20:00 Hrs
6-AUG-2002 18:16  Beam back on at 18:07 Hrs
6-AUG-2002 17:58  We have replaced the faulty Klixon and are now in
                  the process of running up the Main AC/DC. The
                  Beam should be restored within the next 20 Mins.
6-AUG-2002 16:48  The problem with the Main Dipole Klixon has
                  returned. This means that we are going to have to
                  replace one of the Klixons on SP3. We estimate
                  the beam will be back on by 18:00 Hrs.
6-AUG-2002 15:52  We now have a Klixon fault on one of the Main
                  Ring dipoles. We are in the process of resetting
                  the interlock. Beam should be restored within
                  the next 45Mins.
6-AUG-2002 15:39  At the moment we are experiencing a lot of trips
                  caused by one of the extract kickers. The experts
                  are in attendance and attempting to rectify the
                  situation.
4-AUG-2002 10:02  The oil problem is still unresolved and and expert
```

| | |
|---|---|
| | is now in attendance. Update 11:00. |
| 4-AUG-2002 09:05 | The flow sensor is presently being replaced on the Kicker Oil flow circuit and we hope to restore beam shortly. Update at 10:00 if problem persists. |
| 4-AUG-2002 08:32 | Still experiencing difficulty with the oil flow on Kicker 3 Negative power supply. Update at 09:00. |
| 4-AUG-2002 08:06 | Kicker 3 Positive supply is now fixed but there is an oil flow problem with Kicker 3 Negative supply presently. Update at 08:30. |
| 4-AUG-2002 07:24 | There is a problem with an extraction kicker p.s. Update on progress at 08:00hrs. |
| 3-AUG-2002 23:51 | Beam on @ 11:43hrs. |
| 3-AUG-2002 23:14 | We have a problem with an RF system p.s. Beam expected in 30 minutes. |
| 2-AUG-2002 12:10 | RF7 screen supply changed. Beam ON 12:09hr 175uA |
| 2-AUG-2002 11:13 | The beam will be off at 11:45hr for approx 30 min to change a faulty screen supply on system 7RF. |
| 2-AUG-2002 08:17 | Kicker3 on, running at 50hz 170uA. |
| 2-AUG-2002 08:09 | Extract Kicker3 power supply trip, investigating. |
| 1-AUG-2002 12:36 | Running at 50hz 157uA.<br>EPB and Target beam being focused. |
| 1-AUG-2002 09:37 | Continuing to investigate system 7RF problem.<br>Base rate beam. |
| 1-AUG-2002 09:15 | Due to a problem with RF System 7 we are running at MS/2. Experts are investigating at present. |
| 31-JUL-2002 21:53 | It is unlikely we will achieve 50Hz running before the morning. Therefore we will remain at MS/2 (25Hz) until then. |
| 31-JUL-2002 19:13 | During this evening and overnight we will try to go to MS. However if the vacuum pressure in the ring rises we will have to go back to MS/2. |
| 31-JUL-2002 17:23 | Due to outgassing in the ring we are unable at present to go to MS. We will remain at MS/2 until the vacuum recovers. |
| 31-JUL-2002 12:10 | All systems now operational. We expect to establish base rate beam to target shortly with higher rep. rate beam during the afternoon. |
| 31-JUL-2002 08:57 | It is anticipated that repairing the p/s and ring pump down will take approx. 3 hours. re-establishing beam to target will commence ASAP.<br>A further update will be given at Midday. |
| 31-JUL-2002 08:54 | Difficulties with RF Finger Strips on Dipole 0 resulted in delayed installation of the magnet & ring pump down. In addition a water coolant hose burstovernight on the extract septum p/s. |
| 30-JUL-2002 22:05 | New Dipole installed, tested and ring Vac pumping down. Expect vacuum to be at a level to turn RF power supplies on and therefore beam to target by approx 08:00hrs 31st. |
| 30-JUL-2002 12:13 | The dipole is being changed today and it is expected to be able to run at base rate to target overnight. Rep rate will be increased in the morning with 50Hz by midday. |

29-JUL-2002 14:22 There will be no Beam today or tomorrow. A water leak has been found on a Synchrotron Dipole magnet The dipole will have to be changed. An update on Beam availability will be given tomorrow @ 11:00.

29-JUL-2002 11:07 Engineers are still trying to find the problem with the main magnet power supply. A new Ion source has been installed and is up and running. Target H2 cooling repaired. Update at 14:00.

29-JUL-2002 08:58 We have three problems withh the machine, H2 moderator, Main magnet P.S. and Ion Source. Cosequently the re-start of the User run will be delayed. Further update @ 11:00hrs.

29-JUL-2002 04:17 We have a problem with the main magnet power supply which we are unable to resolve. There will no more beam until the experts arrive in the morning.

28-JUL-2002 17:27 ISIS is currently running at 165uA, the Hall 3 display is reading 0uA. We will resolve this problem in the morning.

28-JUL-2002 16:12 Temperature tests on the temporary Hydrogen moderator cooling circuit are complete. Running Beam at 50hz ~ 165uA over night ready for start of User Run at 08:30hrs Monday 29th July.

27-JUL-2002 15:16 Temporary cooling system has been installed and tested for the Hydrogen moderator. Schedule for beam remains the same, low intensity Sun am increasing afternoon and evening upto 50Hz.

26-JUL-2002 13:44 User run for non-hydrogen instruments is still scheduled for Monday 29th at 08:30hrs.

26-JUL-2002 13:43 Equipment for temporary gas cooling of Hydrogen moderator is being installed. Expected beam to target at base rate on Sun 28th afternoon. With full intensity beam during the evening.

24-JUL-2002 12:45 Pt 2. Testing of the tertiary containment is in progress. The options for temporary gas cooling of the moderator are being evaluated. For other instruments we still hope to resume on 29th July.

24-JUL-2002 12:40 Progress on the repair of the H2 moderator (Pt 1) The damaged sections of the transfer line have been removed. The remaining moderator section has passed pressure and vacuum tests.

22-JUL-2002 17:38 Regular updates on the Hydrogen moderator repair progress will be issued. For instruments not viewing the Hydrogen mod, we hope to restart User Run on Monday 29 July.

22-JUL-2002 17:35 Our investigations have now shown that there is significant damage to the Hydrogen moderator transfer line. We hope that repairs can be effecte in time for the start of the 2nd cycle-21 Aug 02

21-JUL-2002 15:08 FOR ATTENTION OF INSTRUMENT SCIENTISTS: Damage to the Hydrogen Moderator system is significant. It is likely that repairs will take a minimum of one week to complete.

```
21-JUL-2002 14:17  The problem with the Hydrogen Moderator is not
                   trivial. Further investigations are continuing.
                   The Beam will be OFF until scheduling desicions
                   are made at 12:00hrs tomorrow,22 July.
21-JUL-2002 10:25  Work is progressing on finding a solution to the
                   problem with the Hydrogen moderator.  Experts are
                   in attendance.  Further update at 14:00hrs.
21-JUL-2002 01:25  After repairing the H2 control system we are
                   unable to cool down due to a leak. The system will
                   be warmed up overnight for repair tomorrow. No
                   beam expected before midday. Update in morning.
20-JUL-2002 23:27  We have a problem with hydrogen moderator control
                   system. One expert is on site and another is on
                   his way in.The beam will go off @midnight for an
                   unknown period. Update @01:00.
20-JUL-2002 17:14  Beam on at 17:11
20-JUL-2002 16:39  The beam will go off for 20 minutes at 17:00, to
                   rectify a faulty power supply in the ring which
                   is causing beam loss.
20-JUL-2002 16:04  Beam running well at 166uA.
19-JUL-2002 15:50  The ion source output has dropped drasticaly and
                   is presently being adjusted. we hope to resume
                   normal beam within the next 30 minutes.
19-JUL-2002 12:12  50hz Beam restored at 12:05.
19-JUL-2002 11:49  The Beam will be off for approximately 20 minutes
                   to flush the Ion source Hydrogen line. We expect
                   to come back on at 50Hz.
19-JUL-2002 11:12  The problems with the Kickers and Hydrogen supply
                   have been resolved.  We are Beaming to Target at
                   low rep rate to condition the new Foil. We
                   anticipate being at 50Hz by 12:00hrs.
19-JUL-2002 09:40  Work is continuing with the Kicker p.s. problem.
                   A repair is also being made on the Hydrogen
                   supply to the Ion source. Earliest Beam expected
                   at 11:30hrs.  Update at 11:00hrs.
19-JUL-2002 08:44  Work is progressing on the Kicker supplies.
                   Experts are in attendance.  Further update @
                   09:30hrs.
19-JUL-2002 07:04  Fault diagnosis continuing on kicker 2 PS.
                   Update on progress at 08:30hrs
19-JUL-2002 05:37  The problem with the kicker power supply is still
                   being investigated.  The next update will be at 0700.
19-JUL-2002 03:19  Still investigating kicker ps fault.
                   Update at 04:00
19-JUL-2002 01:23  Foil changed, waiting for vaccum. We also have a
                   fault on kicker 2 power supply. update at 02:30
18-JUL-2002 23:27  The foil has failed. We will be off for approx
                   2 hrs to replace it. Update @01:00.
18-JUL-2002 22:53  We have a large loss @injection. We will be off
                   for at least half an hour while we check the new
                   foil. Update @23:30.
18-JUL-2002 18:32  Beam on at 18:30 hrs @165 microamps.
18-JUL-2002 17:02  The CH4 moderator is now operational and almost
                   cold. A new stripping foil has been installed and
```

```
                    the system is being pumped. We are still on
                    schedule for beam after 6pm.
 18-JUL-2002 15:25  Work on CH4 Cryo system is proceeding to plan.
                    We are about to change the foil to improve
                    injection. Beam to target is expected soon after
                    18:00. Further update at 17:00.
 18-JUL-2002 12:08  Work on refurbishment of the CH4 Cryo system is
                    proceeding to plan. Beam to target is expected
                    around 16:00 with full intensity at 18:00.
                    Further update at 15:00.
 18-JUL-2002 08:55  CH4 moderator update: Oil contamination which
                    degrades cryo performance, has been found.The
                    system is being refurbished. Beam still expected
                    at 18:00 today. Further update at 12:00.
 17-JUL-2002 18:03  The beam is now off to allow repair of the CH4
                    cryo generator. Repair is expected to take 24hrs,
                    but an update will be posted in the morning.
 17-JUL-2002 16:46  All ISIS users are reminded that the beam will be
                    turned off at 18:00 for repair to the CH4 cryogenerator.
                    This is expected to take up to 24 hours to complete.
 17-JUL-2002 13:54  It is anticipated that the process of warm up,
                    refurbishment, cooldown and re-establishment of
                    intense beams will take 24 Hrs. Updates will be
                    given from tomorrow morning onwards.
 17-JUL-2002 13:51  The beam will go off at 6pm to commence
                    refurbishment of the CH4 moderator cryogenic system.
 16-JUL-2002 12:34  Beam restored at 12:30 Hrs.
 16-JUL-2002 12:17  The main magnet power supply has been tuned and
                    a screen power supply on system 9 RF replaced, we
                    expect beam at approximately 12:30 Hrs.
16-JUL-2002 09:38  The beam will be turned off for approximately
                    1 hour at 11:00 to allow adjustments to be made
                    to equipment.
 15-JUL-2002 22:57  We are still experiencing ring loss running at
                    50Hz. We will run at 25Hz until the problem has
                    been found.
 15-JUL-2002 22:24  Machine will be off for 20 minutes to investigate
                    instability in the ring.
 15-JUL-2002 11:33  The problem with the beam display in R55 has been
                    resolved. Please report any further problems with
                    the display direct to the controls group,
                    ext 5502 or by email to Bob Mannix.
 13-JUL-2002 18:05  There is a problem with the software for the
                    beam display in R55. As it is telling lies, it
                    has been turned off. Fix expected Monday.
                    Apologies for the inconvenience.
 13-JUL-2002 17:24  50Hz beam restored at 17:09Hrs.
 13-JUL-2002 16:53  There is a problem with the machine timing system.
                    We are correcting the problems and will restore
                    beam as soon as possible.
 11-JUL-2002 15:04  It is intended to run the beam at this level from
                    now on (165 micro-amps) without any planned
                    interruptions.
 10-JUL-2002 09:07  It is expected that beam to target will be
```

```
                  available from tomorrow (Thursday) morning.
10-JUL-2002 09:05 The new target circuit heat exchange was
                  successfully installed overnight. The system will
                  be commissioned and tested today.
 9-JUL-2002 09:02 Work is continuing to repair the leak in the
                  target area. It has been traced to the heat
                  exchanger which is being replaced with a spare.
                  Beam still expected late Thursday afternoon.
 8-JUL-2002 15:06 There is a leak in the target D2O circuit. In
                  order to repair this the beam will be off for
                  three days. The user run will now start on Friday
                  12th July at 8:30am.
 8-JUL-2002 09:54 The beam will be off for approximately 1 hour for
                  adjustments to the MMPS capacitor bank.
 6-JUL-2002 17:59 The machine is now running at 50 Hz.
                  The beam current is 145uA and we expect to carry
                  on running at this level or higher.
 5-JUL-2002 22:12 A problem with the new colectors has been
                  identified and is being resolved. The accelerator
                  team is confident that a beam of 150-160uA at
                  50 Hz can be established on Sunday.
 2-JUL-2002 09:33 Agreed machine physics program started.
                  Intermittent beam conditions at various rep rates
                  untill 09/07/02
 1-JUL-2002 20:02 The current user run has been rescheduled to
                  start on Tues 9 July. There will be beam until
                  9am tomorrow (Tuesday) morning. The next update
                  on progress will be on Thursday 4 July
 1-JUL-2002 14:23 Beam off, fault in linac:
                  Problem with modulator 1, update 14:50hrs.
 1-JUL-2002 08:32 User run started 08:30hrs. 50hz 104uA.
 1-JUL-2002 04:25 Beam running at 50Hz, intermittent trips due to
                  Main magnet power supply instability.
 1-JUL-2002 02:04 Beam has been re-established to the target. We are
                  having some problems with the MMPS stability so
                  we have yet to go to 50Hz.
30-JUN-2002 22:41 The CH4 bursting disc has been replaced and the
                  system is now filling. The target should be ready
                  to take beam after midnight.
30-JUN-2002 17:26 Due to the failure of a bursting disc on the
                  Methane moderator, the Beam will be switched off
                  at approximately 19:00hrs for at least 3hrs.
                  Update at 22:00hrs.
30-JUN-2002 11:47 RIKEN beamlines are now cleared for beam.
29-JUN-2002 10:37 The beam current is presently set at approximately
                  118 uA. This is unlikely to change significantely over
                  the next few days and into the start of the user run.
29-JUN-2002 09:21 Pearl Beamline is now cleared for Beam.
28-JUN-2002 22:20 Beamlines cleared for beam  N1, N3, N4, N5, N7, N9
                  S1, S2, S3, S6, Muon-DEVA, MuSR, EMU, Kicker.
28-JUN-2002 22:16 Present Beam at 50hz 120uA, scheduled to run at
                  this level for the weekend with the possibility
                  of a short time off for further tests.
28-JUN-2002 21:44 Beam at 50hz 21:33hrs. 120uA.
```

```
                  Display in Experimental hall not operational.
                  Check beam status on www.isis.rl.ac.uk
28-JUN-2002 16:58 ISIS will be running at low rep rate this evening
                  Friday 28th for machine physics with a view to
                  running 50hz beam over night. Further machine
                  physics schedule for weekend to follow.
28-JUN-2002 11:27 All beamlines EXCEPT S9 and RIKEN are now clear
                  for beam. The remaining two beamlines are
                  scheduled to be cleared tomorrow morning.
28-JUN-2002 09:30 N5 cleared for beam.
28-JUN-2002 09:05 The following beamlines are now cleared for beam
                  and control of shutters has been switched over
                  to the beamline. Beamlines N1, N3, N7 & S2
27-JUN-2002 11:16 The main control screen in R55 is now displaying
                  the correct information. Beam is presently 50uA
                  at 25 pulses per second.
27-JUN-2002 08:56 At present we are running approximately 50 uA
                  Beam to target, with a view to increasing
                  intensity during the day.  The fault on the Beam
                  current display in the hall is yet to be resolved.
25-JUN-2002 12:09 The Large Beam display in R55 is not working. We
                  hope to have it fixed by end of 26/06. Low level
                  beam is being run to target intermittently.
 25-JUN-2002 10:29  New User Run Start-up is now Monday 1st July
24-JUN-2002 12:29 11.50 base rate beam to target, machine physics
                  started.
24-JUN-2002 02:04 There have been instability problems with the
                  main magnet power supply. Correctional changes
                  have been made and it is hoped to continue with
                  the ring tuning in the morning.
22-JUN-2002 20:44 Attention all users:-
                  800MeV beam established to the main target at
                  low intensity. Tuning will continue during the
                  weekend.
21-JUN-2002 19:38 The Main Magnet Power Supply is now commisioned
                  We will be doing Vibration tests this evening and
                  leaving the supply on soak test overnight.
```

# Lebenslauf

| | |
|---|---|
| Geburtsdatum: | 18. Juni 1969 |
| Geburtsort: | Linz |
| Eltern: | Dieter & Christine Jäkel |
| Staatsangehörigkeit: | Österreich |

**Schulausbildung**

| | |
|---|---|
| 1980 – 1988 | Bundesrealgymnasium - Steyr |
| Juni 1988 | Matura |

**Hochschulausbildung**

| | |
|---|---|
| 1988 – 1998 | Studium der technischen Physik an der Johannes Kepler Universität Linz |
| 1995 – 1996 | Diplomarbeit am Atominstitut der Österr. Universitäten "*Optimierung eines Neutronenresonators*" |
| Februar 1999 | Sponsion zum Diplomingenieur |
| 1999 – 2003 | Doktoratsstudium der Technischen Wissenschaften - an der TU Wien |

**Wiss. Anstellungen**

| | |
|---|---|
| Feb. 1998 – Dez. 2001 | TMR Fellow am Rutherford Appleton Lab., UK, im Rahmen des EU Projekt PECNO |
| Jan. 2002 – 1.6. 2002 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Atominstitut d.Öster.Univ. im Rahmen des FWF-Projekts 13332-PHY sowie *Visiting Scientist* am Rutherford Appleton Lab. |
| Jun. 2002 – Dez. 2003 | Forschungsassistent am Institut für Experimentalphysik der Univ. Innsbruck im Rahmen des SFB Projekts 15 (1514) "Quantum Optics" |
| Feb.2003 – Feb. 2004 | *Visiting Scientist* am ILL, Grenoble. |

| | |
|---|---|
| 1996 – | Web Administrator der Österr. Physikalischen Gesellschaft - ÖPG (Ehrenamtlich) |